

UNIVERSIDAD AUTONOMA DE MADRID

Departamento de Física de Materiales.



Guías de onda por irradiación con iones de alta energía. Optimización y aplicaciones.

Memoria presentada para optar al grado
de doctor en Ciencias Físicas por:

Mariano Jubera Caro

Directores de Tesis:

Mercedes Carrasosa Rico

Ángel García Cabañes

Índice

Agradecimientos.....	1
Prefacio.....	2

Parte 1. Introducción y técnicas experimentales

• Introducción

1. El Niobato de Litio (LiNbO_3).....	8
1.1. Estructura cristalina.....	8
1.2. Crecimiento.....	9
1.3. Propiedades ópticas lineales.....	11
1.3.1. Reflectividad y absorción óptica.....	11
1.3.2. Índices de refracción.....	11
1.4. Propiedades ópticas no lineales.....	13
1.4.1. Generación de segundo armónico.....	14
1.4.2. Efecto electroóptico.....	15
1.5. Otras propiedades de interés.....	16
1.5.1. Efecto fotovoltaico.....	16
1.5.2. Efecto piezoeléctrico.....	17
1.5.3. Efecto piroeléctrico.....	18
2. Guías de onda ópticas.....	19
2.1. Fundamentos teóricos.....	20
2.1.1. Modelo de rayos.....	20
2.1.2. Modelo electromagnético.....	22
2.1.3. Guías planas con gradiente de índice.....	23
2.2. Técnicas de fabricación de guías de onda.....	25
2.2.1. Intercambio protónico.....	25
2.2.2. Difusión de metales.....	26
2.2.3. Implantación iónica.....	27
2.3. Aplicaciones de las guías de onda.....	28
2.3.1. Moduladores y conmutadores.....	28
2.3.2. Dobladores de frecuencia.....	29
2.3.3. Acopladores direccionales.....	29
2.3.4. Láseres integrados.....	30
2.3.5. Dispositivos holográficos.....	30
2.4. Generación de segundo armónico en guías de onda.....	30

3. El efecto fotorrefractivo.....	32
3.1. Efecto fotorrefractivo en LiNbO_3	33
3.1.1. Excitación y recombinación de electrones.....	33
3.1.2. Mecanismos de transporte: El efecto fotovoltaico.....	34
3.1.3. Cambio de índice de refracción.....	35
3.2. Descripción teórica del efecto fotorrefractivo.....	36
3.2.1. Modelo de un centro.....	36
3.2.2. El Modelo de dos centros.....	38
3.3. Daño óptico fotorrefractivo.....	41
4. Guías de onda SHI.....	45
4.1. Antecedentes.	45
4.2. Interacción ion-materia. Poder de frenado.....	47
4.3. Umbral de amorfización del poder de frenado.....	51
4.4. Guías de onda por trazas amorfas.....	51
4.5. Guías de onda SHI por daño acumulativo.....	53
• Técnicas experimentales	
5. Fabricación y Caracterización.....	55
5.1. Acelerador de iones del CMAM.....	55
5.2. Irradiación.....	56
5.3. Tratamientos térmicos.....	58
5.4. Determinación del perfil de índice de refracción.....	58
5.4.1. Medida de índices efectivos. Técnica de modos oscuros.....	58
5.4.2. Medida de resonancias.....	61
5.4.3. Reconstrucción del perfil de índice de refracción.....	63
5.5. Medida de pérdidas de propagación.....	63
5.6. Medida de coeficientes no lineales.....	64
6. Técnicas experimentales en daño óptico.....	67
6.1. Cambio de índice de refracción fotorrefractivo.....	67
6.2. Umbral de daño óptico.....	69
6.3. Perfil del haz dañado.....	71
6.4. Determinación de la intensidad luminosa en la guía.....	72

Parte 2. Resultados y conclusiones

7. Análisis y reducción de las pérdidas de propagación en guías de onda SHI.....	75
7.1. Fabricación y caracterización básica de las guías de onda.....	75
7.2. Influencia del tiempo de recocido.....	77
7.3. Reducción de pérdidas por aumento de temperatura en los recocidos.....	78
7.4. Simulaciones teóricas e influencia de la barrera amorfa.....	80
7.5. Optimización de pérdidas en guías de onda SHI.....	83
7.6. Dependencia modal y cromática de las pérdidas de propagación.....	85
7.7. Sumario y conclusiones.....	87
8. Daño óptico fotorrefractivo.....	89
8.1. Fabricación y caracterización básica de las guías.....	89
8.2. Cambio de índice fotorrefractivo.....	89
8.3. Umbrales de daño óptico y deformación del perfil modal.....	92
8.3.1. Efecto de la longitud de propagación sobre el umbral de daño óptico.....	94
8.4. Inhibición del daño óptico fotorrefractivo. Umbral de daño óptico y perfil modal.....	95
8.5. Resumen y discusión.....	97
8.6. Conclusiones.....	102
9. Guías SHI sobre sustratos dopados con Mg y sustratos estequiométricos.....	103
9.1. Fabricación y caracterización básica de las guías. Índice de refracción superficial.....	103
9.2. Pérdidas de propagación y anchura de la barrera óptica.....	106
9.3. Determinación de los coeficientes ópticos no lineales.....	108
9.4. Daño óptico fotorrefractivo.....	109
9.4.1. Umbral de daño y deformación del perfil modal.....	109
9.4.2. Inhibición del daño óptico.....	111
9.5. Guías SHI sobre sustratos estequiométricos.....	113
9.6. Resumen y discusión.....	114
9.7. Conclusiones.....	116
10. Generación de segundo armónico en guías de onda SHI.....	117
10.1. Ajuste de fase en LiNbO_3	117
10.2. Ajuste modal en guías de onda SHI.....	121
10.3. Generación de segundo armónico en guías de onda SHI sobre sustratos no dopados.....	123

10.4. Generación de segundo armónico en guías de onda SHI sobre sustratos dopados con Mg.....	126
10.5. Resumen y discusión.....	129
10.6. Conclusiones.....	131
 11. Manipulación y estructuración de micro y nano partículas por EFV generado con luz guiada.....	132
11.1. Introducción. Atrapamiento de micro y nano partículas por efecto fotovoltaico.....	132
11.2. Método experimental.....	135
11.3. Atrapamiento de partículas en guías de onda SHI sobre sustratos no dopados.....	137
11.4. Atrapamiento de partículas en guías de onda SHI y por intercambio protónico sobre sustratos dopados con Fe.....	138
11.4.1. Guías de onda SHI sobre sustratos dopados con Fe.....	139
11.4.2. Patrón de partículas atrapadas bajo iluminación con un sólo haz.....	140
11.4.3. Patrón de atrapamiento bajo iluminación por interferencia de dos haces.....	140
11.4.4. Visualización del daño óptico fotorrefractivo.....	142
11.5. Resumen y discusión.....	142
11.6. Conclusiones.....	144
12. Conclusiones generales.....	146
13. Bibliografía.....	148
14. Publicaciones.....	158

A mis padres.

A Rocío.

Agradecimientos

En primer lugar, quiero agradecer a mis directores de tesis, *Mercedes Carrascosa* y *Ángel García-Cabañes*, por la oportunidad que me han brindado, por el esfuerzo que han dedicado a este trabajo y a mi formación, por sus enseñanzas y, en especial, por su amistad. Al Ministerio de Educación y Ciencia, y a la Universidad Autónoma de Madrid, por la concesión de la beca doctoral F.P.I y por las ayudas económicas para las estancias en el extranjero.

Por otro lado, quiero agradecer a todos y a cada uno de los miembros del departamento de Física de Materiales de la Universidad Autónoma de Madrid, donde me he encontrado como en casa desde el primer día. En especial, me gustaría agradecer a mis compañeros de doctorado, compañeros de despachos y compañeros de comida, por los buenos momentos que hemos compartido, y en especial, por su amistad.

También, quisiera agradecer a todos aquellos amigos fuera de la universidad que me han acompañado durante los últimos años.

Por supuesto quiero dar las gracias a mi familia, sin la que no habría conseguido llegar hasta aquí, y muy en especial a mis padres, ya que todo lo que soy se lo debo a ellos

Por último quisiera dar un especial agradecimiento a *Roció*, por estar siempre ahí. Sin duda, ella es también la responsable de que esta tesis vea luz, y de que ponga pie a tierra cada mañana.

UNIVERSIDAD AUTONOMA DE MADRID

Departamento de Física de Materiales.



Guías de onda por irradiación con iones de alta energía. Optimización y aplicaciones.

Memoria presentada para optar al grado
de doctor en Ciencias Físicas por:

Mariano Jubera Caro

Directores de Tesis:

Mercedes Carrasosa Rico

Ángel García Cabañes

A mis padres.

A Rocío.

Prefacio

- Contexto y antecedentes

La transmisión de información mediante señales ópticas, representa el presente y el futuro de las telecomunicaciones y de la informática, frente a la transmisión por señales eléctricas. Las fibras ópticas en el papel de transmisión, y las guías de onda ópticas en el papel de manipulación de la información, son la base sobre la que se asienta esta tecnología que permite disminuir tiempos, consumo y tamaño de los dispositivos.

De las diversas técnicas de fabricación de guías de onda que existen, la irradiación de diversos materiales con iones ligeros (implantación clásica), es una de las más conocidas y explotadas. Las primeras guías de onda fabricadas con iones ligeros, datan de 1968 [1] aunque habría que esperar hasta 1976 para ver guías de onda por implantación sobre LiNbO_3 [2], que es el material utilizado en esta tesis.

Este tipo de guías se producen por la modificación del material generada por la colisión directa de los iones, generalmente H ó He, con los núcleos de los átomos del material, y que se traduce en una barrera óptica enterrada. Aunque se consiguen guías de onda con buenas propiedades son necesarias fluencias muy grandes, y por lo tanto la fabricación se alarga por varias horas [3] haciéndose altamente costosa (cara/poco rentable)

La instalación de un acelerador de iones lineal de tipo tándem [4] en el centro de Microanálisis de Materiales de la UAM, hace alrededor de 10 años, permitió la realización de experimentos de irradiación con iones de masa media (O, F, Si...) y alta energía (hasta 30 MeV) pudiendo ir un paso más allá en la evolución de la fabricación de guías de onda mediante irradiación con iones. Pronto se comprendió que en estas condiciones de irradiación, el mecanismo físico dominante no eran las colisiones nucleares, sino la interacción entre el proyectil y los electrones de la red (daño electrónico) [5,6]. A las guías de onda ópticas obtenidas por irradiación en este acelerador con iones de masa media y alta energía se les ha denominado, y se denominarán de aquí en adelante, guías SHI, del inglés "*Swift Heavy Ion*"

Las primeras guías SHI en LiNbO_3 se fabricaron en 2005, y lo primero que se observó fueron las excelentes cualidades de su perfil de índice de refracción. Eran capaces de guiar luz con polarización ordinaria (perpendicular al eje óptico del material) y extraordinaria (paralela al eje óptico del material), el perfil era tipo escalón y con un salto de índice muy notable, que muy pocas guías de onda poseían. Cuando se continuó con su estudio, se observó que tenían altos coeficientes electroópticos y no lineales [7], y que era muy sencillo controlar la profundidad de la guía en una rango muy amplio, entre 1-6 μm , haciéndolas válidas para aplicaciones en el infrarrojo. Sin embargo quedaba aún por hacer mucho trabajo de caracterización y optimización antes de poder utilizarlas en aplicaciones concretas. Por un lado, las pérdidas de propagación eran demasiado altas, entre 5-10 dB/cm, aunque puntualmente se había llegado hasta valores mínimos de 1 dB/cm [5,8]. Por otro lado, el daño óptico estaba estudiado solo muy preliminarmente [9]. En este contexto y con el fin de completar la caracterización y optimización de estas guías y de demostrar su aplicabilidad real en dispositivos fotónicos se inició este trabajo de tesis

- **Objetivos**

El primer objetivo que nos marcamos al comienzo de la tesis, fue el de optimizar las pérdidas de propagación en las guías SHI. Las guías que se utilizan habitualmente en tecnología fotónica, tienen pérdidas por debajo de 1 dB/cm. Por tanto, se propuso como objetivo prioritario, conseguir estos valores de pérdidas de propagación en las guías de onda SHI.

La caracterización exhaustiva del daño óptico fotorrefractivo ha sido otro de los objetivos prioritarios de esta tesis. Debido a las excelentes propiedades del perfil de índice de estas guías, se pueden alcanzar altas intensidades de luz en ellas, haciéndolas muy aptas para aplicaciones de alta potencia. Pero a medida que se aumenta la intensidad, aumentan también la posibilidad de que aparezca un fenómeno que produce efectos negativos en la propagación, el daño óptico. El conocer cómo afecta el daño a la propagación de la luz en la guía, es clave para hacerlas funcionales en las mencionadas aplicaciones. Por ello se ha hecho un gran esfuerzo en la caracterización detallada de este fenómeno.

Conocido como se comportan las guías en lo referente al daño óptico, se marca también como objetivo, explorar métodos de inhibición del mismo. Se proponen como tales, la utilización de sustratos dopados con Mg y de sustratos estequiométricos, siendo la primera vez que se fabricaran y se caracterizaran guías de onda SHI sobre estos sustratos. También se propone otro método que ha dado buen resultado en volumen para la inhibición de daño, que es el calentamiento de la muestra.

La utilización de guías SHI por primera vez en una aplicación directa es el último objetivo marcado para este trabajo. Como hemos dicho esta guías son muy aptas para su utilización en aplicaciones de alta potencia, para los que la generación de segundo armónico es un objetivo natural e inmediato. La segunda aplicación investigada es mucho menos convencional. Se trata de la utilización de las guías SHI en la manipulación y estructuración de micro y nanopartículas sobre su superficie gracias al efecto fotovoltaico del LiNbO_3 . Este campo, está experimentando un gran auge durante los últimos 5 años utilizando el cristal en volumen, pero será la primera vez que se explore su aplicabilidad, utilizando guías de onda.

- **Estructura de la memoria.**

En el primer capítulo de esta tesis se hace una introducción al LiNbO_3 . Comenzaremos por hablando de su estructura cristalina y los métodos de crecimiento del cristal. A continuación se hará un repaso por sus propiedades ópticas básicas, pasando después a las propiedades ópticas no lineales.

El segundo capítulo trata acerca de las guías de onda. Comenzaremos por repasar la teoría de guías de onda, centrándonos en guías de onda planares, que son las utilizadas en esta tesis. Para ellos abordaremos el problema tanto desde el punto de vista de la óptica geométrica como desde el punto de vista de la óptica electromagnética. También nos detendremos en las técnicas de fabricación más comunes de guías de onda, para continuar con la descripción de algunas aplicaciones. Por último se describe brevemente la generación de segundo armónico en guías de onda.

El tercer capítulo aborda un tema más específico que los dos anteriores, concretamente el efecto fotorrefractivo en LiNbO_3 . Aquí se describe este fenómeno y los diferentes procesos que lo

componen, con especial atención al efecto fotovoltaico, el cual es también el responsable de la aplicación que se expone en el capítulo once. Haremos una introducción del modelo de un centro y que completaremos con el más reciente modelo de dos centros. Para terminar este capítulo se describe el llamado daño óptico que es el efecto negativo del efecto fotorrefractivo.

En el capítulo cuatro se introducen los fundamentos básicos de la fabricación de guías de onda por irradiación con iones de alta energía y masa media. Que son las utilizadas en esta tesis. Aquí se explican las diferencias entre los mecanismos de daño en las guías por implantación clásica e implantación media y las guías SHI. Se introduce el poder de frenado, como magnitud clave en el entendimiento de la interacción ion- materia, y el umbral de amorfización, a partir del cual distinguiremos dos regímenes de irradiación: régimen de nanotrazas y régimen de daño acumulativo.

En el capítulo quinto se describen las técnicas experimentales básicas más utilizadas en esta tesis. Así, empezaremos por describir el acelerador de iones y el proceso de fabricación de guías de onda SHI. A continuación se describe la técnica de modos oscuros, la cual se utiliza para medir los índices efectivos de los modos propagantes en la guía, y la técnica IWKB, que se usa para reconstruir el perfil de la guía. Por último se muestra la forma de medir pérdidas de propagación y los coeficientes no lineales de segundo orden.

En el capítulo seis, se describen las técnicas experimentales empleadas para caracterizar el daño óptico, que al ser bastante específicas, merecen un capítulo aparte. En primer lugar, se muestra cómo medir el cambio de índice fotorrefractivo con una técnica interferométrica. A continuación se explica la técnica de medida del umbral de daño óptico y su modificación para obtener imágenes del perfil del haz dañado. Para terminar el capítulo describimos brevemente cómo se determina la intensidad dentro de la guía.

Estos seis primeros capítulos, conforman la primera parte de la tesis. En la segunda parte, se exponen y discuten los resultados originales obtenidos a lo largo de este trabajo.

Esta segunda parte comienza con el capítulo 7, en el cual, se ha hecho un estudio exhaustivo sobre las pérdidas de propagación en guías de onda SHI. Mediante tratamientos térmicos, se han optimizado las pérdidas de propagación, tratando de determinar los mecanismos que las producen. Los resultados han sido apoyados con simulaciones teóricas, que nos han permitido determinar la influencia de la anchura de la barrera óptica en dichas pérdidas.

En el capítulo 8, se ha llevado a cabo un estudio exhaustivo del daño óptico fotorrefractivo, obteniendo resultados muy consistentes con los modelos teóricos actuales utilizados para describirlo. Hemos estudiado además la influencia de parámetros poco conocidos como el efecto de la longitud de propagación sobre el daño óptico, dato de interés fundamental en las guías de onda sobre LiNbO_3 . Además, se ha explorado un método de inhibición de daño óptico para guías de onda SHI.

En el capítulo noveno se exponen los resultados sobre la fabricación de las primeras guías de onda SHI sobre sustratos de LiNbO_3 dopados con Mg y estequiométricos. Este tipo de guías, han sido fabricadas y caracterizadas con éxito, obteniendo guías con propiedades para guiar la luz similares a las guías en cristales congruentes no dopadas. No obstante, se ha encontrado un comportamiento anómalo con respecto al daño óptico, que plantea interesantes cuestiones acerca del efecto de la irradiación con iones de alta energía sobre el LiNbO_3 .

En los dos últimos capítulos se aborda por primera vez la utilización de guías de onda SHI para aplicaciones específicas. En el capítulo 10, las guías de onda SHI han sido utilizadas en generación de segundo armónico. Mediante una configuración simple, se ha podido generar en estas guías, luz de 532 nm de longitud de onda, a partir de luz infrarroja de 1064 nm.

En el capítulo 11 se muestra una aplicación bastante novedosa. De hecho es la primera vez que se lleva a cabo en guías de onda. Es la atrapamiento y estructuración de micro y nano partículas en la superficie del LiNbO_3 gracias al efecto fotovoltaico que posee este material. La novedad del método reside en que para generar el campo fotovoltaico se utiliza luz guiada.

Parte 1

Introducción y técnicas experimentales

Introducción

En esta primera parte, se van a repasar aquellos temas que son centrales para el desarrollo de esta tesis. En primer lugar, hablaremos de las propiedades del LiNbO_3 , que es el material sobre el que se han fabricado la totalidad de las guías de onda ópticas investigadas en este trabajo. Repasaremos también los fundamentos de las guías de onda ópticas y haremos un resumen de las diferentes técnicas de fabricación de las mismas, centrándonos en la irradiación con iones de alta energía. Dedicaremos una especial atención a exponer el efecto fotorrefractivo en el LiNbO_3 así como a la generación de segundo armónico en guías de onda de este material.

Esta primera parte abarca también las técnicas experimentales básicas que se han utilizado en los diferentes experimentos de caracterización, optimización y aplicación de las guías de onda fabricadas por irradiación con iones de alta energía en LiNbO_3 .

Capítulo 1

El Niobato de Litio (LiNbO_3)

El LiNbO_3 es un material ferroeléctrico, que fue obtenido por primera vez en 1949 [10]. Desde entonces se ha convertido en uno de los materiales más importantes en el campo de la fotónica por el gran número de propiedades interesantes que aglutina [11], y que hacen que pueda ser usado en la fabricación de dispositivos tan dispares como moduladores electroópticos, dobladores de frecuencia, memorias holográficas, etc.

1.1. Estructura cristalina.

El LiNbO_3 es un sólido cristalino a temperatura ambiente. Tiene una temperatura de fusión de $T_f=1260^\circ\text{C}$, que depende ligeramente de su composición exacta [12], la cual está determinada por el método de crecimiento. Por su comportamiento eléctrico se distinguen dos fases diferentes, cada una de las cuales posee una estructura cristalina propia. En la fase paraeléctrica, el cristal pertenece al grupo espacial romboédrico (trigonal) $R3C$, y al grupo de simetría puntual $3m(D_{3d})$, presentando centro de inversión. Los átomos de la red se organizan siguiendo una estructura similar a la perovskita [13], la cual está formada por octaedros constituidos por los átomos de oxígeno que comparten caras adyacentes, y en cuyo interior se sitúan los átomos de niobio. A su vez, los átomos de litio se colocan en el centro de triángulos formados por los átomos de oxígeno comunes a dos octaedros vacíos. Podemos ver un esquema de la estructura en la Figura 1.1.

En la fase ferroeléctrica, la cual aparece por debajo de la temperatura de Curie ($T_c=1050\text{-}1200^\circ\text{C}$ dependiendo también de la composición), el material posee un momento dipolar total no nulo, aun en ausencia de campo eléctrico aplicado. Este momento dipolar por unidad de volumen se conoce como polarización espontánea. La fase ferroeléctrica tiene también una estructura trigonal caracterizada por el grupo espacial $R3C$ y el grupo puntual $3m(C_{3v})$. La estructura espacial del cristal, en lo que a los oxígenos se refiere, es muy parecida a la de la fase paraeléctrica, y se siguen conservando los octaedros formados por estos átomos. Los átomos de Nb y de Li ocupan una posición similar pero con un ligero desplazamiento a lo largo del C (ver Figura 1.1). El desplazamiento de los dos cationes es en la misma dirección, por lo que se produce una redistribución de carga, que genera un momento dipolar neto que da lugar a la polarización espontánea.

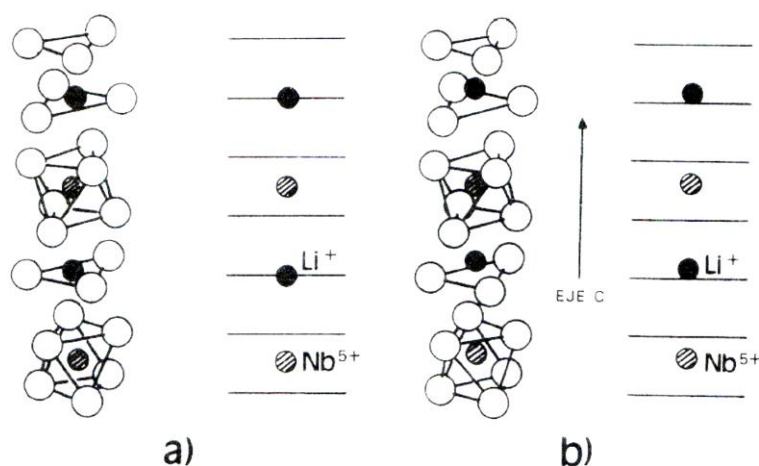


Fig. 1.1 Representación de la estructura cristalina del LiNbO_3 para las fases paraeléctrica a) y ferroeléctrica b)

Se hace necesario comentar que la estructura descrita en este apartado, corresponde al LiNbO_3 estequiométrico, es decir, aquel en el que la proporción de átomos en el cristal, cumple exactamente la fórmula química. No obstante la composición más utilizada de LiNbO_3 es aquella que tiene una deficiencia de Li con respecto al Nb (concretamente 48.47 % de Li, frente al 50 % de la composición estequiométrica), y que es comúnmente conocida como composición congruente. Esta deficiencia de Li como veremos más adelante, tiene importantes implicaciones en las propiedades del material, sobre todo en lo que al daño óptico se refiere.

1.2. Crecimiento.

La técnica de crecimiento más extendida para este material es el método Czochralski [14-16], el cual permite crecer cristales de gran homogeneidad y de un tamaño que puede llegar a ser de varios Kg y hasta 10 cm de diámetro.

La técnica parte de un fundido donde se encuentran los dos óxidos precursores del cristal, normalmente Nb_2O_5 y Li_2CO_3 . En este fundido, se sumerge una semilla monocristalina del material y se extrae del fluido a velocidad constante, a la vez que se la hace girar también a velocidad constante.

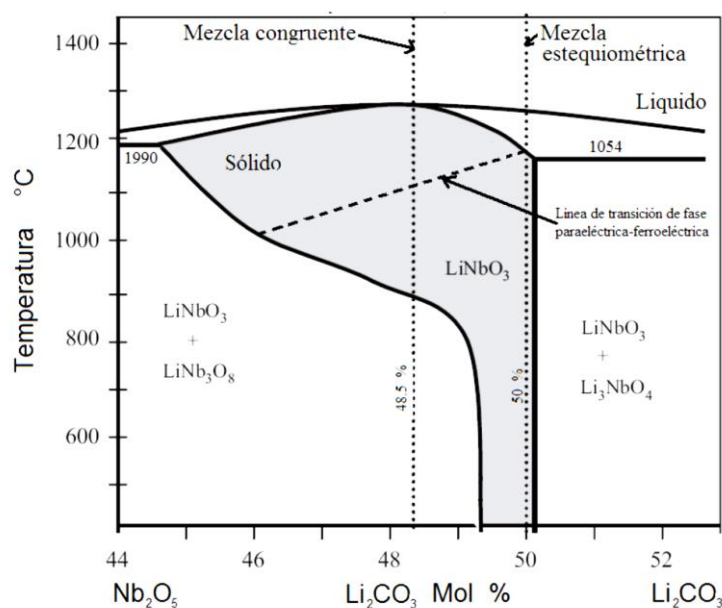


Fig. 1.2 Diagrama de fases del LiNbO_3 . Las líneas discontinuas marcan la concentración de Li para la fase congruente y estequiométrica

Pese a que la técnica en sí es sencilla, para crecer LiNbO_3 con una buena homogeneidad hay que tener en cuenta algunos aspectos importantes. En la Figura 1.2 se muestra el diagrama de fases para el sistema Nb_2O_5 - Li_2CO_3 . En esta figura se observa que para la región donde aparece el LiNbO_3 hay un valor de concentración de óxido de Li, para el cual el sólido y el líquido tienen la misma composición. Para esta composición el cristal tiene una concentración de Li de 48.47% en cristales crecidos según el eje Z y de 48.9% para cristales crecidos según el eje X [17]. Estos cristales son denominados congruentes, y presentan una deficiencia de Li con respecto a la composición estequiométrica. Esta composición es particularmente importante porque el cristal tiende a crecer con ella, por lo que su fabricación es más sencilla que cualquier otra, y permite obtener cristales de gran tamaño (hasta 10 cm de diámetro) y con una gran homogeneidad. En general si se intenta crecer el cristal con una composición diferente de la congruente, como el cristal tiende a crecer con un 48.47 % de Li, la composición del fundido puede variar a lo largo del crecimiento y hacer que el cristal crezca con una composición variable. Es muy importante que la composición sea lo más homogénea posible a lo largo del cristal, ya que prácticamente todas las propiedades del LiNbO_3 , como la temperatura de Curie [12], los índices de refracción [12], o el borde de absorción [18,19], se ven enormemente afectadas por la concentración de Li en el mismo.

Sin embargo, la deficiencia de Li de los cristales congruentes, se traduce en que algunas de las vacantes de este, son ocupadas por átomos de Nb. Este defecto conocido como antisitio, es el responsable principal del fenómeno de daño óptico a altas intensidades en el LiNbO_3 [20-22]. En este trabajo se ha usado mayoritariamente LiNbO_3 congruente, aunque a fin de explorar diferentes propiedades, sobre todo las relacionadas con el daño óptico fotorrefractivo (ver capítulo 3), también se han utilizado LiNbO_3 estequiométrico y dopado con diferentes impurezas tales como Mg o Fe.

1.3. Propiedades ópticas lineales.

A continuación se repasan las propiedades ópticas lineales, es decir, aquellas determinadas por el índice de refracción, ya sea real o complejo.

1.3.1. Reflectividad y absorción óptica.

El LiNbO_3 puro, y si está completamente oxidado, es un sólido incoloro y transparente. Tiene unos índices de refracción con un valor alto, lo que hace que la reflectividad sea grande, en torno al 15% a incidencia normal. Tiene un coeficiente de absorción prácticamente despreciable, siendo la transmitancia, obviando la reflectividad de las caras, cercana al 100% en el rango de longitudes de onda $\lambda \in (0,33\text{-}5 \mu\text{m})$ [23].

1.3.2. Índices de refracción.

El LiNbO_3 es un cristal uniáxico, y por tanto posee dos índice de refracción principales. El índice de refracción extraordinario es el que corresponde a luz linealmente polarizada oscilando en la dirección paralela al eje C. El índice ordinario es el correspondiente a luz linealmente polarizada oscilando en cualquier dirección contenida en el plano perpendicular al eje C. El valor de los índices de refracción, como ya se ha comentado varía mucho con la composición y en general puede haber pequeñas variaciones en cristales de diferente procedencia. Para el cristal congruente estos valores se han medido en un amplio rango de longitudes de onda [24-27]. En la Tabla 1.1 se dan los valores medidos experimentalmente extraídos de la referencia [27].

$\lambda \text{ (nm)}$	n_o	n_e
441.6	2.3875	2.2887
488.0	2.3489	2.2561
514.5	2.3326	2.2422
632.8	2.2866	2.2028
1060.0	2.2323	2.1561

Tabla 1.1 Valores de los índices de refracción ordinario y extraordinario del LiNbO_3 medidos experimentalmente.

La dependencia del índice de refracción del LiNbO_3 con la longitud de onda se puede ajustar mediante una ecuación de Sellmeyer. La forma más sencilla de esta ecuación consta de dos términos y tiene la siguiente forma [28].

$$n_i^2 = \frac{50+C_{Li}}{100} \cdot \frac{A_{0,i}}{1-\lambda_{0,i}^2/\lambda^2} + \frac{50-C_{Li}}{100} \cdot \frac{A_{1,i}}{1-\lambda_{1,i}^2/\lambda^2} + 1 \quad (1.1)$$

Donde n es el índice de refracción, C_{Li} es la concentración de Li en el cristal y λ la longitud de omnda. $A_{0,i}$ y $A_{1,i}$ son los coeficientes que determinan la dispersión del índice de refracción del LiNbO_3 u el subíndice i hace referencia al índice ordinario o extraordinario.

Esta ecuación se obtiene simulando la oscilación de las transiciones electrónicas para la región cercana al borde de absorción UV. Las propiedades ópticas del LiNbO_3 en esta región están gobernadas por los octaedros formados por seis átomos de oxígeno y uno de Nb. El primer término da cuenta de esta contribución, y es más importante a medida que el cristal se acerca a la composición estequiométrica ($C_{Li} = 50$) o lo que es lo mismo $[\text{Li}]=50\%$. Esto último está representado en la ecuación a través del factor C_{Li} que da cuenta de la concentración molar de Li en el cristal.

El segundo término aporta las contribuciones de los defectos intrínsecos de la red derivados de las desviaciones de la composición estequiométrico. Concretamente, este segundo término es la contribución de los iones de Nb, colocados en los sitios que deberían ocupar los iones de Li en los cristales con déficit de éste. Este término es proporcional al factor $50 - C_{Li}$ y por tanto se anula para la composición estequiométrica.

n_o	n_e
$A_{0,o} = 3.854$	$A_{0,e} = 3.489$
$\lambda_{0,o} = 186.535 \text{ nm}$	$\lambda_{0,e} = 176.466 \text{ nm}$
$A_{1,o} = 3.552$	$A_{1,e} = 6.004$
$\lambda_{1,o} = 208.592 \text{ nm}$	$\lambda_{1,e} = 223.479 \text{ nm}$

Tabla 1.2 Valores de los coeficientes de la ecuación de Sellmeller para el LiNbO_3 . Los valores han sido tomados de la referencia.

Tomando el valor de C_{Li} igual a 48.47, es decir la composición congruente, y utilizando los valores del resto de coeficientes que aparecen en la Tabla 1.2 extraídos de la referencia [28], la dispersión del índice de refracción del LiNbO_3 , tiene el comportamiento mostrado en la Figura 1.3

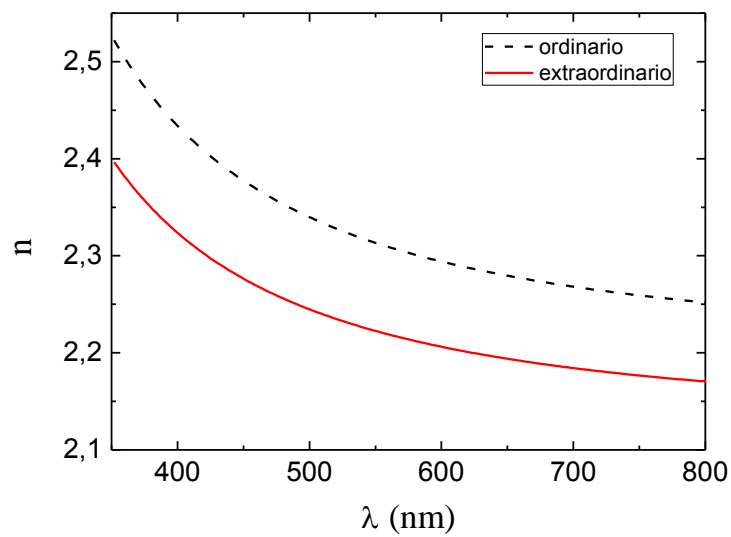


Fig. 1.3 Dispersión del LiNbO_3 para la composición congruente, utilizando una ecuación de Sellmeller con los parámetros recogidos en la Tabla 1.2.

La ecuación (1.1.) puede ampliarse para extender su validez hasta longitudes de onda más largas y también para predecir la dependencia del índice de refracción con la temperatura. Para la generalización de la ecuación de Sellmeyer se suelen incluir dos términos más. El primero de ellos es la contribución de plasmones con energías comprendidas entre 13 y 25 eV, y es proporcional al cuadrado de la longitud de onda. El segundo término adicional es conocido como término IR [28,29]. Las contribuciones en la región infrarroja, surgen de la absorción Reststrahl, y este término se asume también como dependiente del cuadrado de la longitud de onda. Los dos términos anteriores son independientes de la composición y de la temperatura.

La dependencia con la temperatura se introduce generalmente como una función $f(T) = T^2 + \coth(T)$ en el denominador de los dos primeros términos [29]. El conocimiento de cómo se comporta el índice de refracción con la temperatura es importante debido a que muchos de los procesos de ajuste de fase en la generación de segundo armónico, se sintonizan variando este parámetro. No obstante, se puede decir que el índice de refracción extraordinario del LiNbO_3 es mucho más sensible a cambios en la temperatura o composición que el índice ordinario (28) (29).

1.4. Propiedades ópticas no lineales.

Cuando la luz incide sobre un material dieléctrico, induce sobre sus átomos un momento dipolar eléctrico que oscila con la misma frecuencia que la de la onda incidente. La superposición de todos los momentos dipolares existentes en una unidad de volumen, se denomina densidad de polarización, o simplemente polarización. Si la intensidad de la luz incidente, o lo que es lo mismo, el campo eléctrico de la misma, es mucho menor que el que une a los electrones a los átomos, la polarización se puede considerar proporcional al campo eléctrico, cuya constante de proporcionalidad es conocida como susceptibilidad eléctrica, hablamos entonces de óptica lineal.

El campo de la óptica no lineal, abarca en cambio, todos aquellos fenómenos que aparecen cuando el campo de la luz incidente, es comparable a los campos atómicos mencionados en el párrafo anterior. En estas circunstancias, la expresión de la polarización debe generalizarse como un desarrollo en potencias del campo. Concretamente, la polarización se describe por la siguiente expresión:

$$P_i = \varepsilon_0 \left[\sum_j \chi_{ij}^{(1)} E_j + \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \right] \quad (1.2)$$

donde los tensores $\chi_{ij\dots n}^{(k)}$ representan la susceptibilidad de orden k . En esta expresión, el primer término corresponde a la respuesta lineal del material, mientras que los siguientes son los términos no lineales de segundo y tercer orden respectivamente. El desarrollo de la polarización, no se suele extender a términos más altos, ya que son necesarias intensidades prácticamente inalcanzables para ponerlos de manifiesto.

Si en la expresión (1.2.) se introduce la ecuación de un campo eléctrico oscilante en su forma general como una suma de campos monocromáticos, se obtiene una serie de términos oscilando a diferentes frecuencias, que describen los diferentes fenómenos no lineales. Algunos de estos fenómenos se describen a continuación.

1.4.1. Generación de segundo armónico.

Uno de los fenómenos más básicos y relevantes de la óptica no lineal, tanto desde el punto de vista fundamental como aplicado, es la generación de segundo armónico. La generación de una onda de frecuencia doble a la fundamental, es consecuencia del siguiente término de la polarización:

$$P_i(2\omega_1) = \frac{\varepsilon_0}{2} \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\omega_1) E_k(\omega_1) \quad (1.3)$$

Esta expresión se puede simplificar si tenemos en cuenta que el tensor $\chi_{ijk}^{(2)}$ es simétrico bajo permutación de los índices jk y que la matriz formada por las componentes de los campos también lo es, ya que en la generación de segundo armónico interviene un sólo haz. En estas condiciones se puede hacer uso de la notación contraída definiendo un nuevo índice de la siguiente manera

$$jk \rightarrow l; (11 \rightarrow 1; 22 \rightarrow 2; 33 \rightarrow 3; 23 = 32 \rightarrow 4; 13 = 31 \rightarrow 5; 12 = 21 \rightarrow 6) \quad (1.4)$$

Tomando esta notación la ecuación 1.3 queda de la siguiente forma:

$$P_i(2\omega_1) = \varepsilon_0 \sum_l d_{il} E_l(\omega_1) \quad (1.5)$$

Donde el nuevo tensor d_{il} recoge las componentes de la susceptibilidad de segundo orden divididas por 2, y que en forma matricial se expresa de la siguiente forma

$$\hat{d} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{51} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{51} & 0 & 0 \\ d_{13} & d_{13} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

El valor que toman los diferentes coeficientes se puede medir experimentalmente. En este trabajo se mostrará cómo medir los coeficientes no lineales en la sección 6.3. En la Tabla 1.3 se dan los valores de los coeficientes no lineales de LiNbO_3 para la composición congruente [30].

$d_{31}(\text{pm/V})$	$d_{33}(\text{pm/V})$	$d_{22}(\text{pm/V})$	$d_{15}(\text{pm/V})$
5,95	34,4	3,07	5,92

Tabla 1.3 Coeficientes no lineales del LiNbO_3 para la composición congruente

El alto valor de los coeficientes no lineales del LiNbO_3 , en particular del coeficiente d_{33} , lo convierte en un material muy adecuado para la fabricación de dispositivos dobladores de frecuencia. El principal problema que se encuentra a la hora de generar segundo armónico, es que el haz fundamental y el haz doblado, no tienen en general el mismo índice de refracción. Esto hace que viajen a velocidades distintas dentro del material, y las ondas generadas en diferentes lugares interfieren destructivamente: hay desajuste de fases. Para algunas longitudes de onda, hay ciertas direcciones en las que el índice de refracción del haz fundamental y el haz doblado son iguales, en este caso las ondas generadas interfieren constructivamente y su intensidad crece proporcional al cuadrado de la distancia recorrida. No obstante, lo más común para obtener ajuste de fases, es utilizar estructuras de polarización periódica [31-33], llamados

PPLN, acrónimo de su nombre en inglés. Para producir una generación eficiente, además se suele usar un haz fundamental con polarización paralela al eje C del cristal y así aprovechar el coeficiente d_{33} que como se aprecia en la Tabla 1.3, es el mayor de todos.

1.4.2. Efecto electroóptico.

Cuando el LiNbO_3 es iluminado con luz de frecuencia ω , y a la vez se le aplica un campo eléctrico constante, aparece uno de los fenómenos no lineales más relevantes en este material. El término de la polarización responsable de este fenómeno, conocido como efecto electroóptico es el siguiente:

$$P_i(\omega_1) = P_i(\omega_1 + 0) = 2\varepsilon_0\chi_{ijk}^{(2)}E_j(\omega_1)E_k(0) \quad (1.7)$$

Como se puede ver, la polarización de segundo orden asociada a este efecto, oscila con la misma frecuencia que la de la luz incidente. Esto hace que el índice de refracción del material cambie para la luz incidente de frecuencia ω . Dicho de otro modo, el efecto electroóptico consiste en una modulación del índice de refracción a través de un campo eléctrico constante, mediado por la no linealidad del material. Esta propiedad, es la base del desarrollo de dispositivos tales como moduladores o conmutadores. El efecto electroóptico se suele describir en función del campo eléctrico aplicado, a través de la siguiente expresión tensorial:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = r_{ijk}E_k \quad (1.8)$$

El tensor r_{ijk} es el tensor electroóptico, y en su forma general es de orden 3. No obstante, al igual que hicimos en el caso del tensor susceptibilidad eléctrica, éste se puede contraer por razones de simetría y queda reducido a una matriz 3x6 con cuatro elementos diferentes no nulos. El tensor electroóptico ya contraído, y teniendo en cuenta los elementos nulos en LiNbO_3 , tiene la siguiente forma.

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Por lo que el cambio de índice se puede expresar a través de la siguiente ecuación.

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_k r_{ik}E_k \quad (1.10.)$$

Para medir los valores de las diferentes componentes del tensor electroóptico, hay que tener en cuenta que el LiNbO_3 es un material piezoeléctrico a la vez que electroóptico. Esta propiedad que describiremos en el apartado 1.5.2, consiste básicamente en la deformación del material inducida por un campo eléctrico, lo que produce también una variación en los índices de refracción. Hecha esta consideración, los coeficientes electroópticos se pueden medir de dos formas diferentes. Cuando la medida se hace de tal forma que el material no se puede deformar por medio del campo eléctrico aplicado, los coeficientes se denominan anclados (r_{ij}^S). Si la medida se hace permitiendo las deformaciones de material los coeficientes se denominan libres

(r_{ij}^T) , y en este último caso se considera la contribución de la deformación del cristal inducida por el campo eléctrico al cambio de los índices de refracción. En la Tabla 1.4 se muestran los coeficientes electroópticos para el LiNbO_3 congruente, extraídos de las referencias [27,34,35].

Coeficiente	Libre (r_{ij}^T) (pm/V)	Anclado (r_{ij}^S) (pm/V)
r_{13}	10.49	8
r_{33}	31.4	29
r_{12}	6.7	18
r_{51}	33	3.4

Tabla 1.4 Coeficientes electroópticos del LiNbO_3 para la composición congruente.

1.5. Otras propiedades de interés.

1.5.1. Efecto fotovoltaico.

El efecto fotovoltaico de volumen se da en materiales ferroeléctricos que posean impurezas las cuales sean capaces de absorber energía de la luz y liberar un electrón en la banda de conducción. Es particularmente alto en LiNbO_3 dopado con Fe y Cu y también en cristales no dopados a alta intensidad. Debido a la anisotropía del material, el potencial que liga a estos electrones a la red es asimétrico en la dirección del eje C y cuando se fotoionizan, son desplazados en una dirección preferencial, ver Figura 1.4

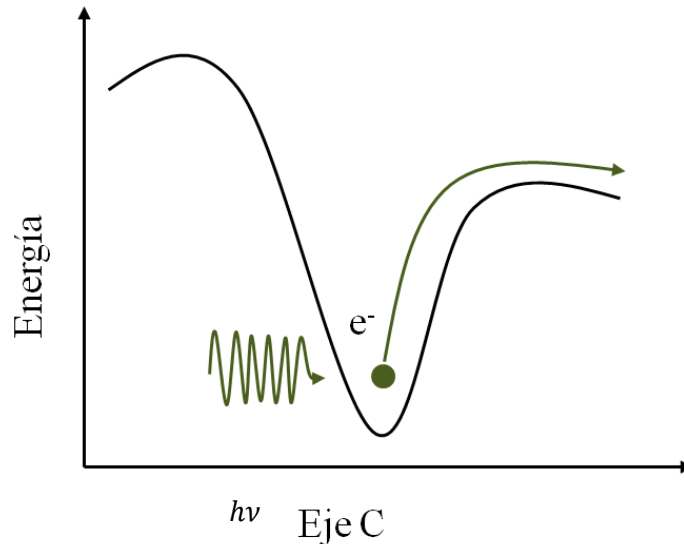


Fig 1.4 Representación esquemática del potencial asimétrico que sienten los electrones atrapados en las impurezas donadoras en LiNbO_3 .

Microscópicamente la distancia entre un defecto sustitucional (impurezas donadoras como el Fe^{2+} , por ejemplo) y el átomo de niobio es diferente en sentido $+c$ y en el $-c$. Esto hace que la

probabilidad de excitación de un electrón desde la impureza, hasta la banda de conducción, sea mayor en un sentido del eje c que en otro, lo que da lugar a una corriente eléctrica neta.

Experimentalmente se observa que la densidad de corriente fotovoltaica, es proporcional a la intensidad de la luz incidente [36]:

$$j = \kappa \alpha I \quad (1.11)$$

En la anterior ecuación k es la constante de Glass y α el coeficiente de absorción del material. Rigurosamente la ecuación 1.11. es tensorial y se escribe:

$$j_i = \beta_{ijk} E_j E_k \quad (1.12)$$

donde

$$\beta_{ijk} = \alpha \kappa_{ijk} \quad (1.13)$$

Teniendo en cuenta que la matriz formada por los campos eléctricos es simétrica, el tensor β_{ijk} se puede contraer en una matriz de 3x6 con 4 elementos diferentes no nulos, β_{13} , β_{33} , β_{22} , β_{51} , siendo los dos primeros los más importantes. Los coeficientes β_{ij} , dependen de la longitud de onda de la luz incidente, del tipo de impurezas y del estado de reducción del cristal.

La combinación de este efecto con el efecto electroóptico da lugar al efecto fotorrefractivo, que consiste en un conjunto de fenómenos derivados de un cambio en índice de refracción inducido en el cristal por la propia luz. Este efecto será tratado en detalle en el capítulo 3.

1.5.2. Efecto piezoeléctrico.

El efecto piezoeléctrico consiste en la aparición de un campo eléctrico en el material si este se ve sometido a algún tipo de deformación. De la misma manera, si al LiNbO_3 se le aplica un campo eléctrico, el material responde deformándose. La polarización eléctrica inducida por una deformación del material, conocida como piezoelectricidad directa, se expresa mediante la siguiente ecuación:

$$P_i = d_{ijk} \sigma_{jk} \quad (1.14)$$

De la misma manera, se define el tensor de tensiones inducida ε_{jk} , en este caso conocida como piezoelectricidad inversa, a través de la siguiente expresión:

$$\varepsilon_{jk} = d_{ijk} E_i \quad (1.15)$$

donde d_{ijk} es el tensor piezoeléctrico que caracteriza la respuesta del material, σ_{jk} es el tensor de tensiones aplicadas y E_i es el campo eléctrico.

1.5.3. Efecto piroeléctrico.

Este efecto consiste en la aparición de un campo eléctrico si el material se ve sometido a una variación de la temperatura. El coeficiente que cuantifica este fenómeno se define como la derivada de la polarización espontánea con respecto a la temperatura.

$$p_3 = \frac{\partial P_s}{\partial T} = -(6.4 \pm 0.6) \times 10^{-5} \frac{C}{m^2 K} \quad (1.16)$$

Este fenómeno es dependiente de la composición, disminuye al aumentar la proporción de Li, y es el responsable de la acumulación de electrones en la cara $+c$ en procesos de enfriamiento.

Capítulo 2

Guías de onda ópticas.

Las guías de onda ópticas son estructuras formadas por materiales dieléctricos como el LiNbO_3 , capaces de confinar la luz en tamaños del orden de la longitud de onda de la luz confinada. Esta característica hace que el campo eléctrico dentro de la guía, sólo pueda existir para un conjunto discreto de vectores de onda. Son los llamados modos de propagación. Las guías de onda constituyen la base de los circuitos ópticos debido a sus excelentes propiedades. La más evidente es la integrabilidad de los componentes ópticos fabricados con guías de onda, que los hace prácticamente insensibles a las vibraciones mecánicas, con las ventajas que ello conlleva, sobre todo en aplicaciones holográficas. La velocidad de transmisión de datos y el bajo consumo de los circuitos ópticos, son también ventajas de la utilización de guías de onda. Al ser el tamaño típico de las guías de onda micrométrico, la miniaturización de cualquier componente óptico es posible.

El fundamento físico en el que se basan las guías de onda es la reflexión total. Cuando un haz de luz pasa de un medio con un cierto índice de refracción, a otro con un índice de refracción menor, hay un ángulo a partir del cual, no hay haz transmitido, y toda la potencia luminosa es reflejada de nuevo al primer medio.

La guía de onda más sencilla consiste en una capa de un material con un índice de refracción mayor que los medios que lo rodean. Generalmente uno de ellos es el aire, ver Figura 2.1. En estas condiciones la reflexión total se produce en las dos interfaces, conociéndose este fenómeno como reflexión total interna. De la condición de que todas las ondas generadas en las diferentes reflexiones interfieran constructivamente, se obtienen la ecuación que da el valor de los posibles vectores de onda que la guía puede soportar. Este tipo de guías, en las que el confinamiento es en una sola dirección, se conocen como guías planares y son las que se han utilizado en este trabajo y por tanto las que trataremos en detalle.

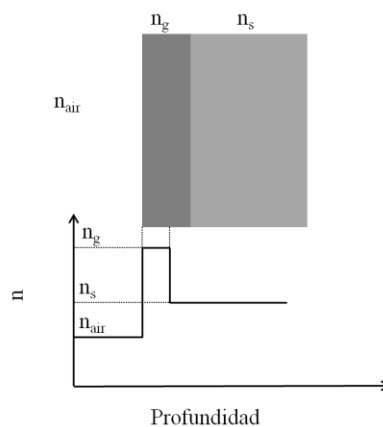


Figura 2.1 Esquema de una guía de onda simple. Una capa superficial con un índice de refracción mayor al sustrato que la contiene. Abajo está representado el perfil de índice de refracción de la misma.

La descripción teórica del campo electromagnético debe hacerse de forma rigurosa utilizando la óptica electromagnética, ya que el tamaño característico de las guías está fuera del límite de la óptica geométrica. No obstante, ésta última es válida para obtener de manera sencilla, importantes conclusiones como por ejemplo la condición de resonancia transversal. En las siguientes secciones vamos a abordar el problema desde ambas perspectivas.

2.1. Fundamentos teóricos

2.1.1. Modelo de rayos.

En primer lugar, vamos a describir la propagación de la luz en una guía de onda óptica con perfil tipo escalón desde el punto de vista de la óptica geométrica, a través de un modelo de rayos. Como hemos comentado, esta descripción es una aproximación, pero permite extraer importantes conclusiones sobre el comportamiento de la luz en la guía de onda.

Como primera aproximación, consideraremos una guía de onda formada por una capa con un índice de refracción n_g . El sustrato y el recubrimiento poseen índices de refracción inferiores a n_g y la frontera que separa el medio n_g de los medios n_s y n_r es abrupta y bien definida. En óptica geométrica la propagación de una onda luminosa en un medio de índice de refracción homogéneo viene descrita por su vector de onda, y para una estructura como la descrita, predice una trayectoria como la que se muestra en la Figura 2.2. En ella se observa, que para que la luz quede confinada en la guía, se debe producir la reflexión total, para que toda la potencia luminosa sea reflejada de nuevo a la misma.

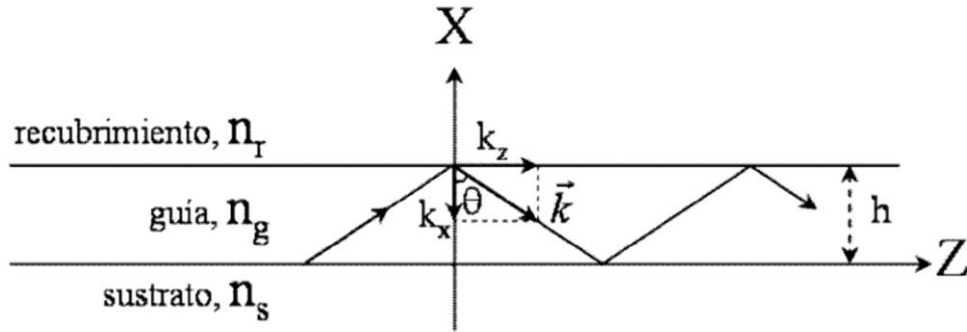


Fig. 2.2 Esquema del camino de la luz, descrito mediante óptica geométrica, en una guía de onda como la representada en la figura 2.1.

La condición de reflexión total, se obtiene de la ley de Snell y de la condición de que el ángulo del haz transmitido se igual a 90° . Con estas dos premisas se obtiene la condición para la reflexión total en ambas intercaras.

$$\sin \theta_{r,s} = \frac{n_{r,s}}{n_g} \quad (2.1)$$

Como generalmente el recubrimiento es el aire cuyo índice de refracción es $n_r = 1$, el ángulo mínimo para que produzca la reflexión total en ambas intercaras viene marcado por el índice de refracción del sustrato y por tanto se debe cumplir $\theta > \theta_s$. Si no se cumple esta relación, tendremos modos de radiación al sustrato si $\theta_r < \theta < \theta_s$, o modos de radiación si $\theta < \theta_r < \theta_s$.

Aparte de la condición impuesta por la reflexión total, hay otra más restrictiva y que es la responsable de la cuantización de los vectores de onda dentro de la guía. Cuando la luz es reflejada en las fronteras a lo largo de su camino, en la guía conviven varios haces procedentes de estas reflexiones. Para que la onda sea estable en estas circunstancias, todas estas ondas deben interferir constructivamente. Para obtener la condición de guiado bajo esta restricción, hay que tener en cuenta el camino óptico en la dirección de confinamiento para una onda en un camino completo de ida y vuelta, y el cambio de fase acumulado. Así mismo, hay que tener en cuenta el cambio de fase que sufre la onda en cada una de las dos reflexiones. El cambio de fase acumulado por todos estos factores debe ser igual a un múltiplo entero de 2π para que las interferencias sean constructivas. Esto se traduce en la siguiente expresión, conocida como condición de resonancia transversal

$$k \cdot n_g \cdot h \cdot \cos \theta_m + \phi_s(\theta_m) + \phi_r(\theta_m) = m \cdot \pi \quad (2.2)$$

donde $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ es el orden modal y $\phi_s(\theta_m)$ y $\phi_r(\theta_m)$ son los cambios de fase que sufre la onda en la reflexión guía-sustrato y guía-recubrimiento respectivamente. La expresión de estos cambios de fase viene dada por las expresiones 2.3.a. y 2.3.b. [37] donde el subíndice TE y TM refleja el estado de polarización de la luz en cada caso.

$$\tan \phi_{r,s}^{TE} = -\frac{\sqrt{n_g^2 \sin^2 \theta - n_{r,s}^2}}{n_g \cos \theta} = -\sqrt{\frac{N^2 - n_{r,s}^2}{n_g^2 - N^2}} < 0 \quad (2.3.a)$$

$$\tan \phi_{r,s}^{TM} = \frac{n_g^2}{n_{r,s}^2} \tan \phi_{r,s}^{TE} \quad (2.3.b)$$

En estas ecuaciones se ha introducido el concepto de índice efectivo N , el cual se define por:

$$N = n_g \cdot \sin \theta \quad (2.4)$$

Si introducimos las expresiones del cambio de fase en la condición de resonancia transversal, obtenemos una ecuación trascendente, que ha de ser resuelta por métodos numéricos. La resolución de esta ecuación nos da un conjunto discreto de ángulos de los cuales se obtienen a través de 2.4 los valores de los índices efectivos. Los cuales cumplen:

$$n_s < N_m < n_r \quad (2.5)$$

Como adelantamos, aunque la óptica geométrica no es el marco más adecuado para tratar el campo electromagnético en guías de onda ópticas, permite obtener el valor de los índices efectivos de los modos a partir de hipótesis simples. No obstante, no se puede extraer más información del modo, como puede ser el perfil del campo. Para esto hay que recurrir a la óptica electromagnética.

2.1.2. Modelo electromagnético.

Para ilustrar el uso de las ecuaciones de Maxwell aplicadas a la resolución del problema de la obtención del campo eléctrico en una guía de onda, vamos a tratar, al igual que hicimos en el modelo de rayos, el problema de una guía de onda planar y con perfil de índice de refracción tipo escalón.

En primer lugar partimos de las ecuaciones Maxwell, las cuales, si consideramos que el medio es no magnético y dieléctrico adoptan la siguiente forma.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.6.a,b)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -\epsilon_0 n^2(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.6.c,d)$$

donde ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío, μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío, y $n(\vec{r})$ es el índice de refracción del medio en cada punto considerado. Operando con estas ecuaciones se llega a la ecuación de ondas para medio inhomogéneos [38].

$$\nabla^2 \vec{E} + \vec{\nabla} \left(\frac{1}{n^2} \vec{\nabla} n^2 \vec{E} \right) - \epsilon_0 \mu_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.7)$$

Si suponemos una guía planar, donde la propagación de la luz es a lo largo del eje Z, el confinamiento es en el eje X y consideramos por simplicidad modo TE, el campo eléctrico se puede escribir de forma general como sigue:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E(x) \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} \mathbf{u}_y \quad (2.8)$$

Introduciendo esta expresión en la ecuación de ondas para medios inhomogéneos, el segundo término se anula y obtenemos la ecuación de ondas para guías de onda planas.

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2] E_y = 0 \quad (2.9)$$

Esta ecuación debe resolverse numéricamente para la práctica totalidad de perfiles de índice de refracción. No obstante al ser formalmente idéntica a la ecuación de Schrödinger [39], se pueden usar todos los métodos desarrollados para resolver esta última, en la resolución de la ecuación de ondas para guías de onda planas. Como se explica el apartado 6.1.3.

La solución general de la ecuación (2.9) es:

$$E_y(x) = A e^{i\gamma x} + B e^{-i\gamma x} \quad (2.10.)$$

donde

$$\gamma = \sqrt{k_0^2 n^2(x) - \beta^2} \quad (2.11.)$$

La solución para los modos guiados debe ser oscilatoria en el interior de la guía y decrecer exponencialmente tanto en el sustrato como en el recubrimiento. Introduciendo (2.10) en (2.9) se llega a la siguiente expresión para el campo eléctrico.

$$E_y(x) = \begin{cases} Ae^{-\gamma_c x} & x \geq 0 \\ Be^{ik_f x} + Ce^{-ik_f x} & d \leq x \leq 0 \\ De^{\gamma_s x} & x \leq -d \end{cases} \quad (2.12)$$

donde los coeficientes en las exponenciales toman los siguientes valores.

$$\gamma_s^2 = \beta^2 - k_0^2 n_s^2 \quad k_f^2 = k_0^2 n_g^2 - \beta^2 \quad \gamma_r^2 = \beta^2 - k_0^2 n_r^2 \quad (2.13.a,b,c)$$

Para que la solución sea físicamente posible, el campo eléctrico y su derivada deben ser continuos en las fronteras, es decir en $x = 0$ y en $x = -d$. Al aplicar esta condición se obtiene la ya conocida condición de resonancia transversal. Esta condición se puede reescribir en función de los coeficientes descritos en las ecuaciones (2.13.a,b,c) como.

$$\tan k_f \cdot d = \frac{\left(\frac{\gamma_c}{k_f}\right) + \left(\frac{\gamma_s}{k_f}\right)}{1 - \left(\frac{\gamma_c}{k_f}\right)\left(\frac{\gamma_s}{k_f}\right)} \quad (2.14)$$

Esta ecuación posee soluciones trascendentes, y los diferentes modos se obtienen de considerar la periodicidad de la tangente:

$$\tan(k_f \cdot d) = \tan(k_f \cdot d + m\pi) \quad m = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (2.15)$$

Aunque este desarrollo se ha hecho para modos TE. La solución para modos TM es muy similar. En este caso la ecuación de ondas para medio inhomogéneos contiene a la componente Y del campo magnético. El primer y tercer término son iguales, y el segundo difiere para modos TE y TM, pero teniendo en cuenta que en el caso considerado este término se anula, la ecuación de ondas para guías de onda planares es la misma. La única consideración adicional que hay que tener en cuenta es que las condiciones de contorno son continuidad de H_y y de $\left(1/n^2\right) \frac{dH_y}{dx}$.

2.1.3. Guías planas con gradiente de índice.

La guía de onda con perfil de índice tipo escalón, aporta mucha información y ayuda a la comprensión del comportamiento del campo electromagnético dentro de la misma. No obstante, no deja de ser una idealización de una situación mucho más general como son los perfiles de índice de variación suave. Estas guías son conocidas como guías con gradiente de índice. Aunque las guías utilizadas en este trabajo presentan un perfil tipo escalón, éste presenta un codo en el que la variación del índice de refracción es rápida pero suave. Aunque el desarrollo de la guía de onda con perfil tipo escalón se adapta bien a ellas, el resto de técnicas de fabricación que veremos más adelante, producen guías con perfiles tipo gradiente, y por ello vamos a tratar aquí de forma somera este tipo de guías.

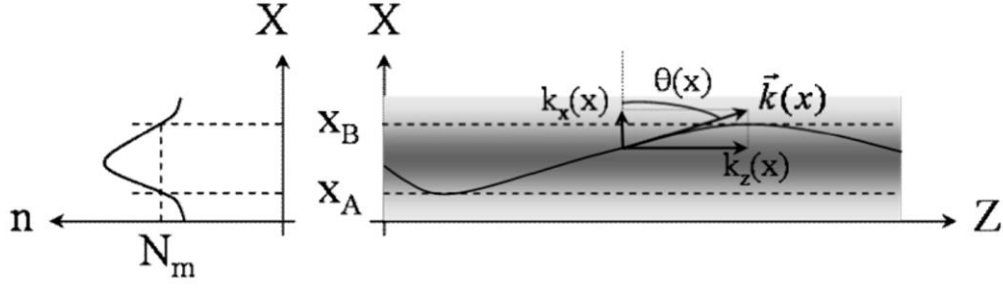


Fig. 2.3 Representación esquemática del camino seguido por la luz en una guía de onda con perfil de índice de tipo gradiente

Supongamos un perfil de índice de refracción tipo gradiente, como el que se muestra en la Figura 2.3 y que designaremos mediante $n(x)$. En este caso, al no haber intercaras bien definidas, no se da la reflexión total en la forma que definimos en las secciones anteriores, sino que la onda se curva progresivamente a medida que el índice de refracción se hace más pequeño. Hay que suponer por tanto que el vector de onda depende de la posición en cada punto, es decir $k = k(x)$.

El confinamiento se da en este caso porque la onda va curvándose, hasta que llega un momento en que regresa al medio de índice de refracción superior. Bajo estas circunstancias se definen los puntos de retorno como aquellos en los que la componente x del vector de onda se anula.

Si existe confinamiento, al igual que en la guía con perfil tipo escalón, se debe establecer una condición de interferencia constructiva para que el campo eléctrico sea estable dentro de la guía. El cambio de fase acumulado en una camino de ida y vuelta en este caso se obtiene teniendo en cuenta que el cambio de fase entre x y $x + dx$ es igual $d\phi = kn(x) \cdot \cos \theta(x)$. Si integramos entre los puntos de retorno, obtenemos el cambio de fase debido a la diferencia de camino óptico:

$$[\Delta\phi]_{x_A}^{x_B} = 2k \int_{x_A}^{x_B} n(x) \cdot \cos \theta(x) dx = 2k \int_{x_A}^{x_B} \sqrt{n^2(x) - N_m^2} dx \quad (2.16)$$

Se puede demostrar que el cambio de fase que sufre la onda en los dos puntos de retorno es igual a $-\pi/2$ para ambas polarizaciones [40], por lo tanto, el cambio de fase debido a la diferencia de fase, sumado al producido por el retorno, debe ser igual a un múltiplo entero de 2π , lo que nos da la condición de resonancia transversal para guías con gradiente de índice:

$$\int_{x_A}^{x_B} \sqrt{n^2(x) - N_m^2} dx = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{2} \quad (2.17)$$

donde $m = 0, 1, 2, \dots$ señala de nuevo el orden modal. Esta ecuación al igual que las anteriores, se puede resolver por métodos numéricos, y así obtener el valor de los índices efectivos de cada modo.

2.2. Técnicas de fabricación de guías de onda.

Debido a la gran importancia que el LiNbO_3 tiene para la fotónica y la óptica integrada, se han desarrollado a lo largo de los años muy diversas técnicas para la fabricación de guías de onda sobre este material. Aquí vamos a resumir tres de las más utilizadas, como son: el intercambio protónico, la difusión de metales como el Ti y la implantación iónica. En esta última técnica nos restringiremos en este apartado a la implantación con iones ligeros, donde el daño en el material se genera por procesos de colisiones nucleares. La fabricación propuesta recientemente con iones de masa media y alta energía, donde el responsable del daño en el material es el daño electrónico, la trataremos en detalle en un capítulo aparte, ya que es la caracterización, optimización y aplicaciones de este tipo de guías el objetivo de este trabajo.

2.2.1. Intercambio protónico.

El proceso de fabricación de guías de onda por intercambio protónico, incluye diferentes variantes de la técnica. No obstante, todas ellas tienen en común una parte del proceso de fabricación. Se sumerge el sustrato en un ácido a una temperatura que generalmente está en torno a 300°C y se mantiene durante un tiempo determinado. La anchura de la guía depende de la duración de la inmersión, y va desde 1 h en guías PE, hasta 72 o incluso 90 h en guía SPE. Este proceso extrae iones de Li^+ del material, los cuales son sustituidos por iones de H^+ procedentes del ácido. El intercambio de iones entre el ácido y el material, genera una capa superficial, cuya composición química se describe por la fórmula $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$. Las propiedades ópticas de la guía resultante dependen en gran medida de la fracción de iones intercambiada x . Se han llegado a identificar hasta 7 fases diferentes atendiendo a ésta [41]. Aunque todas ellas comparten que dicha capa superficial posee un índice de refracción extraordinario mayor que el del sustrato, lo que permite guiar luz en esa polarización [42]. Por contra el índice de refracción ordinario disminuye con el intercambio, por lo tanto, las guías de onda por intercambio protónico no tienen capacidad de guiar luz en esa polarización.

Todas las guías fabricadas por intercambio protónico comparten algunas propiedades como el tener bajas pérdidas y una alta calidad óptica. Aunque también, dependiendo del proceso concreto de fabricación, y en consecuencia de la fase alcanzada, difieren en otras, particularmente en las no lineales. A continuación describimos algunas de las más utilizadas.

Guías PE (Proton exchange): Estas guías de onda se fabrican sometiendo al sustrato a un intercambio protónico muy agresivo. Generalmente se alcanza la llamada fase β . Poseen un gran salto de índice, un perfil escalón muy abrupto y son sencillas y rápidas de fabricar. Aunque son una buena opción para guiar luz, el proceso de fabricación anula algunas de las propiedades más interesantes del LiNbO_3 , como la capacidad de generar segundo armónico o el efecto electroóptico. Por lo tanto son guías con un rango de aplicación bastante reducido. Aunque se puede citar como una aplicación interesante el guiado de luz de muy alta intensidad ya que son guías prácticamente libres de daño óptico.

Guías APE (Annealing proton exchange): Las guías APE se fabrican a partir de una guía PE, la cual se somete a un recocido térmico a temperaturas que van desde los 300 a los 350°C durante un tiempo de unas 24-30 horas. Con esto se consigue suavizar el perfil de índice de refracción de la guía que pasa de ser tipo a escalón a tipo gaussiano. Además, el cambio más

importante consiste en que se consiguen recuperar gran parte de las propiedades no lineales del material, lo que las hace mucho más apropiadas para aplicaciones. Quizás, una de las principales desventajas de estas guías es que para obtener una fase determinada hay que controlar muy bien el proceso de recocido.

Guías SPE (Soft proton Exchange): Para fabricar este tipo de guías se suaviza el proceso de intercambio mezclando el ácido benzoico con una sal, el benzoato de litio. Ambos componentes mezclados se funden, y en ellos se sumerge el sustrato. Esto hace que el intercambio sea menos agresivo y si los parámetros están bien controlados se obtiene una guía de onda en fase α [41]. Estas guías se caracterizan por tener un perfil de índice de refracción tipo gaussiano y un salto de índice de $\sim 10^{-2}$. Este proceso de fabricación conserva las propiedades no lineales del material casi intactas, haciendo a las guías SPE muy útiles para multitud de aplicaciones. En general son bastante similares a las guías APE, pero su fabricación es más sencilla, ya que consta de una sola etapa. Además, en nuestro laboratorio se ha desarrollado un método muy fiable y reproducible para la fabricación de guías de onda en fase α con excelentes propiedades ópticas.

2.2.2. Difusión de metales.

La técnica de difusión de Ti tiene una primera etapa que consiste en evaporar una capa delgada (10-100nm) sobre el sustrato. Posteriormente el sustrato con el Ti ya depositado, se calienta a temperaturas del orden de 1000°C [43-46]. Las altas temperaturas de trabajo en la fabricación de estas guías de onda, hacen que durante el proceso haya una pérdida de LiO_2 que debe ser compensada. Para evitarlo, generalmente el calentamiento se lleva a cabo en atmósferas con una presión parcial de LiO_2 y diversos gases (H_2O , Ar, O_2 ,...) [47]. De esta manera se produce la difusión de los átomos de Ti dentro del material, provocando un aumento superficial del índice de refracción tanto ordinario como extraordinario. Este método produce guías de onda para ambas polarizaciones con perfil de índice de refracción de tipo gaussiano y salto de índice en torno a 0.01 (ver Figura 2.4) extraída de la referencia [40]

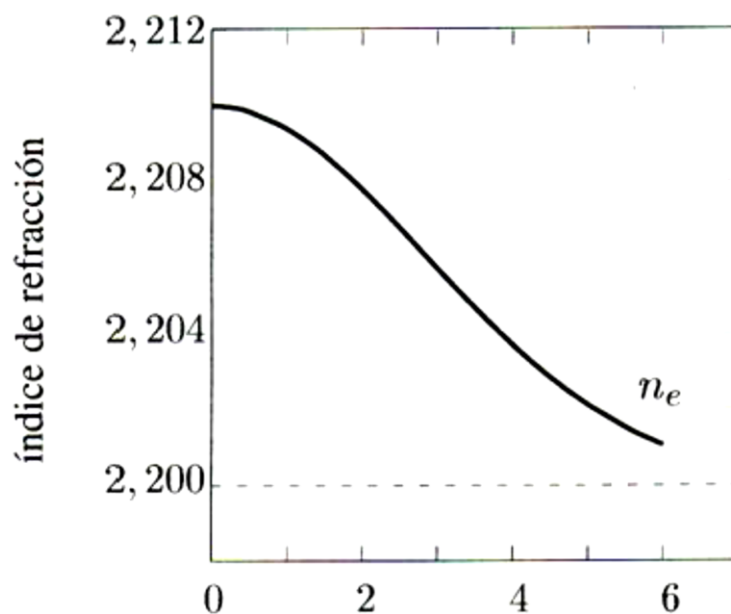


Fig. 2.4 Perfil de índice de refracción típico de una guía fabricada por difusión de Ti.

Las guías por difusión de Ti presentan muy buenas propiedades ópticas, como bajas pérdidas (0.5 dB/cm) [48], además de conservar gran parte de las propiedades no lineales del LiNbO₃. Como dato negativo son guías de onda muy sensibles al daño óptico, lo que limita su uso en aplicaciones para el visible [49].

Se han usado otro tipo de metales en la difusión como puede ser Zn [50], Ni, V, obteniendo buenos resultados. De hecho, la difusión con Zn, ha demostrado que, aparte de crear estructuras capaces de guiar la luz, puede aumentar el umbral de daño óptico hasta en dos órdenes de magnitud [51,52].

2.2.3. Implantación iónica.

La implantación iónica clásica, que utiliza iones ligeros [3,53] con energías de hasta 2 MeV, se puede considerar como la técnica de referencia para comparar con la usada en este trabajo: irradiación con iones de masa media y alta energía (30-50 MeV). Aunque ambas hacen uso de la interacción de los iones con el material para generar estructuras capaces de guiar luz, hay importantes diferencias tanto en los procesos físicos involucrados en la modificación del material como en las propiedades de las guías obtenidas.

La implantación iónica convencional, se sirve de iones ligeros como el H o el He con energías típicas de 1 MeV para producir daño en el material, modificar su estructura cristalina y en consecuencia su índice de refracción. Los iones tras ser acelerados llegan al material, y en una primera etapa sólo interaccionan con los electrones de la red, pero sin causar prácticamente daño, ya que su poder de frenado es demasiado bajo. Es en la última etapa de su recorrido, cuando comienzan a colisionar con los átomos de la red, cuando se produce el daño, pudiendo llegar incluso a la amorfización del material.

El desorden que el daño nuclear produce en la red, genera una capa enterada de índice de refracción menor al del sustrato. Esta capa actúa como una barrera óptica, generando una guía de onda en la superficie de la muestra. Los perfiles de índice de refracción que se obtienen con esta técnica se muestran en la Figura 2.5 extraída de la referencia [54] La disminución del índice de refracción en la barrera óptica es habitualmente del orden de 0.01-0.05 [3,54-56] dependiendo de la dosis de iones suministrada al cristal. De hecho, para el índice extraordinario, se verifica que donde las concentraciones de defectos no son muy grandes se produce un aumento superficial del índice de refracción. Esta peculiaridad ha sido utilizada para la fabricación de guías de onda por implantación con fluencias mucho menores que las habituales [57].

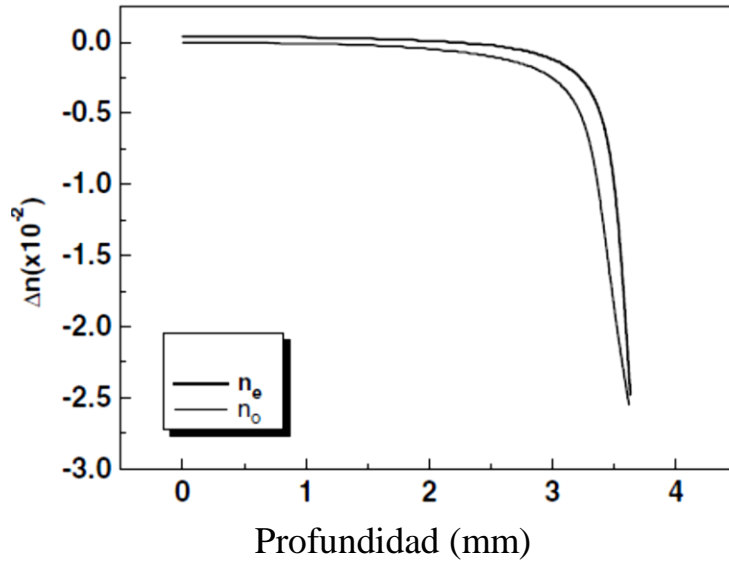


Fig. 2.5 Perfil de índice de refracción típico de una guía fabricada por implantación de He con una energía de 2 MeV.

Otro punto a tener en cuenta, es que este tipo de guías necesitan de un recocido tras su fabricación para la eliminación de posibles defectos generados en la zona de guiado por los iones. Con este tratamiento se obtienen pérdidas por en torno a 1dB/cm.

2.3. Aplicaciones de las guías de onda.

Aparte de la capacidad de guiar luz, una de las aplicaciones más interesantes de las guías de onda es la fabricación de dispositivos integrados. A continuación, vamos a describir algunas de las aplicaciones más interesantes dentro de este campo.

2.3.1. Moduladores y conmutadores.

Es esta quizás una de las más interesantes aplicaciones, y por ende, de las más usadas para las guías de onda [58-59]. Los moduladores de señal son dispositivos capaces de introducir información en una onda luminosa. Los basados en guías de onda utilizan el efecto electroóptico para modular la fase de la onda. Aplicando un campo eléctrico, se induce un cambio en el índice de refracción en la guía de onda, que produce una modulación de fase de la luz transmitida en la misma igual a:

$$\Delta\phi = -\frac{\pi}{\lambda_0} n^3 r E \cdot l \quad (2.18.)$$

donde r es el coeficiente electroóptico que actúa en ese caso, l es la longitud de propagación de la onda en la guía y E es el campo eléctrico aplicado.

El mismo concepto se puede usar para fabricar un conmutador. Si la guía está diseñada de tal forma que el cambio de índice inducido por el campo eléctrico es lo suficientemente grande como para que la guía deje de serlo, la señal se anula y el dispositivo funciona como conmutador.

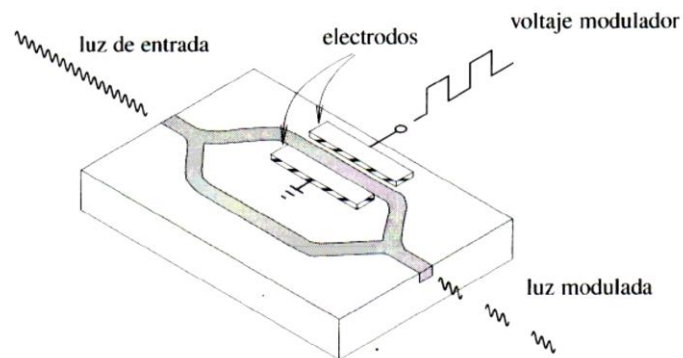


Fig. 2.6. Representación esquemática de un modulador integrado tipo Mach-Zehnder. La información se introduce en uno de los brazos aprovechando la rápida respuesta electroóptica del LiNbO_3 .

Otro método para modular la luz es mediante un interferómetro integrado tipo Mach-Zehnder [60] como se muestra en la Figura 2.6. En primer lugar, se divide la señal, y en uno de los brazos se aplica una diferencia de potencial, desfasando la señal con respecto al otro brazo. Después, ambas señales se vuelven a unir, obteniendo como resultado la interferencia de ambas. De esta forma, se puede modular la amplitud de la señal en un amplio rango de valores (desde la señal de partida, hasta anularla si el desfase relativo entre los dos brazos es de π). Debido a que la respuesta electroóptica de LiNbO_3 es muy rápida (10^{-9} - 10^{-12} seg.), todos estos dispositivos pueden funcionar a altas velocidades de transmisión de información.

2.3.2. Dobladores de frecuencia.

Los procesos no lineales en materiales como el LiNbO_3 , permiten obtener láseres con longitudes de onda que no son accesibles a través de transiciones electrónicas directas. El principal problema es que para inducir estos procesos se necesitan grandes intensidad de luz. Las guías de onda permiten generar segundo armónico y otros procesos no lineales como suma y diferencia de frecuencias, con fuentes laser relativamente poco potentes.

El confinamiento al que se ve sometido la luz en las guías de onda, cuyo tamaño es del orden de $1\ \mu\text{m}$, hace que la intensidad luminosa en la guía sea enorme, aunque la potencia acoplada a la guía no lo sea.

2.3.3. Acopladores direccionales.

Este tipo de dispositivos consisten en dos guías de onda muy próximas, en las que viaja la luz con las fases acopladas, y que interactúan a lo largo de una distancia llamada distancia de acoplamiento, de manera que se produzca una transferencia completa de energía desde una guía a la otra.

Sin embargo, si se introduce un pequeño desajuste de fases, a través del efecto electroóptico, la transferencia de energía se puede cambiar de forma controlada. Existen muchos ejemplos fabricados en LiNbO_3 [61].

2.3.4. Láseres integrados

Otra aplicación muy interesante es la posibilidad de construir láseres integrados. Uno de los iones más utilizados en la construcción de láseres es el Nd. Este ion puede ser también incorporado a la matriz del LiNbO_3 con cierta facilidad, combinando las excelentes propiedades ópticas de ambos materiales. En el caso de las guías de onda se utilizan los propios cantos de la misma como espejos, generalmente aplicando películas reflectantes o mediante espejos multicapa dieléctricos. Con estos dispositivos se pueden conseguir láseres de tamaño micrométrico, que pueden ser integrados en dispositivos ópticos. Los láseres integrados pueden ser construidos en varios tipos de guías como de difusión de Ti o Zn, implantadas o por intercambio protónico [62-65]

2.3.5. Dispositivos holográficos.

Otra de las aplicaciones de interés de las guías de onda en LiNbO_3 , son los dispositivos holográficos. Debido a la alta tolerancia a las vibraciones mecánicas y la homogeneidad del medio por el que viaja la luz, las guías de onda son especialmente indicadas para aplicaciones holográficas. El hecho poder integrar estos dispositivos reduce enormemente su sensibilidad al ruido y los hace mucho más eficientes [66].

2.4. Generación de segundo armónico en guías de onda.

En el apartado anterior se ha comentado que las guías de onda son dispositivos ideales para la generación de segundo armónico, debido principalmente a la alta intensidad luminosa que se da en su interior como consecuencia de su reducido tamaño. Por esta razón, y porque en esta tesis se ha estudiado como aplicación de las guías de onda SHI, vamos a tratar más en detalle la generación de segundo armónico en guía de onda, ya que las condiciones para una generación eficiente tienen algunas particularidades en este caso.

Ya hemos comentado en el apartado 1.4.1 que en volumen, cuando un haz de luz atraviesa un material, por procesos no lineales de segundo orden, se genera una onda de frecuencia doble. En general, los índices de refracción del haz fundamental y doblado son diferentes, por lo que las ondas generadas en diferentes puntos del material, interfieren destructivamente, haciendo que la intensidad de la onda doblada, oscile durante el recorrido y no haya una generación eficiente.

Existen diferentes formas de conseguir que las ondas generadas interfieran constructivamente y la intensidad crezca con la propagación. Una de ellas es buscar una dirección en la cual los índices efectivos sean iguales. Otra es invertir la polarización espontánea del material periódicamente, lo que introduce un vector de onda adicional que hace que las ondas generadas interfieran constructivamente, lo que se conoce como cuasi-ajuste de fase. Todas estas técnicas son aplicables a la generación de segundo armónico en guías de onda. Pero hay que hacer algunas consideraciones adicionales que son intrínsecas a las guías.

En primer lugar, hay que tener en cuenta los índices efectivos de la luz en la guía, y no el índice de refracción del volumen. Aunque la luz dentro de una guía de onda se suele tratar como una serie de reflexiones en las fronteras, al ser el tamaño de la guía comparable al de la longitud de onda, la propagación debe ser descrita como una onda que viaja en una dirección paralela al plano de la guía, y con un índice de refracción efectivo, menor de lo que lo haría en el sustrato

en volumen. Este dato es muy importante, pues tanto si se buscan direcciones para igualar el índice de refracción, como si se utilizan PPLN, los índices que deben ser tenidos en cuenta, son los índices efectivos de los modos de propagación para la longitud de onda fundamental y la de la onda generada. Nótese que en una guía de onda, el ajuste puede hacerse entre modos que no sean del mismo orden, aunque por razones de simetría, hacer el ajuste entre modos con el mismo índice modal, suele suponer una mayor eficiencia de generación.

En segundo lugar, hay que tener en cuenta lo que se denomina integral de solapamiento. Supongamos que un haz de frecuencia ω , cuyo campo eléctrico viene descrito para el modo fundamental por una función que denotaremos por ψ_ω . Donde el índice denota la frecuencia y da cuenta que la función es un modo a esa frecuencia. La generación de segundo armónico es un fenómeno local, por lo que cuando el haz doblado se genera, lo hace con el mismo perfil de campo que el haz fundamental. Si tenemos en cuenta que dentro de una guía de onda, cualquier campo eléctrico puede ser descrito como una combinación lineal de todos sus modos, incluyendo los de radiación, tenemos:

$$\psi_\omega = \sum_j A_j \psi_{2\omega}^j \quad (2.19)$$

donde A_j son los coeficientes que acompañan a cada uno de los modos para el haz doblado. Lógicamente, como el ajuste de fases sólo se puede hacer con un modo, el resto, aunque se generen, al no estar ajustados, lo harán de forma ineficiente. Por razones de simetría, el mayor coeficiente suele ser aquel que coincide con el índice de haz fundamental. Para obtener el valor del coeficiente basta multiplicar por la función campo del modo implicado e integrar, de donde se obtiene:

$$A_j = \int \psi_{2\omega}^j \cdot \psi_\omega d\mathbf{r} \quad (2.20)$$

Esta integral es la que se conoce como integral de solapamiento y reduce la eficiencia con respecto al volumen, ya que en el volumen el perfil del haz fundamental y doblado puede ser el mismo. No obstante, esto se ve compensado por la facilidad de alcanzar altas intensidad en guías de onda.

Capítulo 3

El Efecto fotorrefractivo.

Se denomina Efecto Fotorrefractivo (EFR), a un conjunto de fenómenos, que aparecen bajo Iluminación inhomogénea en materiales fotoconductores y electroópticos y que desembocan en un cambio de índice de refracción en el material,. Fue descubierto en 1966 por Ashkin y colaboradores [67] cuando investigaban la generación de segundo de armónico en LiNbO_3 y LiTaO_3 . El primer fenómeno que Ashkin observó, fue una desfocalización de un haz de luz al propagarse por dichos cristales. Pese a que estas primeras manifestaciones lo mostraban como un efecto dañino, y para muchas aplicaciones lo es, pronto se encontraron otras, como el grabado de información, para las cuales presentaba un gran potencial [68,69]. Con el tiempo, se ha demostrado que el efecto fotorrefractivo es un fenómeno no lineal con un gran número de aplicaciones [70].

En la descripción del efecto fotorrefractivo se pueden distinguir tres procesos diferentes. En primer lugar, la luz ioniza ciertas impurezas, generalmente metálicas, y libera electrones en la banda de conducción. Seguidamente por diferentes mecanismos, los portadores de carga viajan de las zonas iluminadas del material a las zonas oscuras, donde finalmente son atrapados en impurezasceptoras. Esta redistribución de la carga genera un campo eléctrico, que produce un cambio de índice de refracción por efecto electroóptico. Esta primera descripción del efecto fotorrefractivo, da ya una idea de la dificultad a la hora de modelizar este fenómeno, debido a la cantidad y complejidad de los procesos involucrados en él.

Los primeros modelos teóricos, donde ya se atribuía la causa del cambio de índice al efecto de un campo eléctrico generado por una redistribución de cargas en el material, datan de 1968 y fueron realizados por F. S. Chen y colaboradores [71]. Más tarde J. J. Amodei [72] añade la idea de la difusión eléctrica como proceso de transporte de cargas. En 1974 A. M. Glass [36] introduce además el efecto fotovoltaico como otro método de transporte de cargas. Es entre 1977 y 1979 cuando N. Kukhtarev y colaboradores [73-75] desarrollan un modelo completo, que incluye los procesos de generación, recombinación y transporte de cargas en el material, y ecuaciones de campo que describen la propagación de la luz. Posteriormente, varios grupos, en particular L. Solymar y colaboradores [76], B. Sturman y colaboradores [77,78] y nuestro grupo [79-82], han contribuido a clarificar y aplicar el modelo en distintas condiciones.

El modelo de Kukhtarev, atribuye la generación de portadores de carga a un solo centro fotorrefractivo. Se conoce como modelo estándar y explica muchos de los resultados experimentales, sobre todo cuando las intensidades de luz son relativamente pequeñas. No obstante, para explicar otros fenómenos derivados de aplicaciones de altas intensidad de luz, hay que recurrir a un modelo conocido como modelo de dos centros, el cual introduce un segundo centro como fuente adicional de electrones.

Debido a que una parte importante de esta tesis se ha centrado en la caracterización del efecto fotorrefractivo en guías de onda SHI, en este capítulo vamos a desarrollar ambos modelos descritos en el párrafo anterior para una mejor comprensión del trabajo.

3.1. Efecto fotorrefractivo en LiNbO_3 .

En los siguientes apartados, vamos a describir los distintos mecanismos que conforman el efecto fotorrefractivo en LiNbO_3 . Como hemos comentado en la introducción de este capítulo, este fenómeno consta de procesos de excitación de electrones, transporte de los mismos y su posterior recombinación para dar lugar al campo eléctrico causante del cambio de índice de refracción por efecto electroóptico.

Cuando se ilumina de forma inhomogénea un material fotorrefractivo, las especies donadoras, absorben energía de la luz y sus electrones son excitados a la banda de conducción. Una vez allí, son transportados por diferentes procesos que describiremos en detalle en los apartados siguientes. Una vez que los electrones llegan a las zonas oscuras, el potencial creado por las especies aceptoras los atrapa, produciendo una redistribución de la carga y por tanto un campo eléctrico neto, ver Figura 3.1 Debido a las propiedades electroópticas de material, este campo eléctrico induce un cambio en el índice de refracción del material, denominado cambio de índice fotorrefractivo.

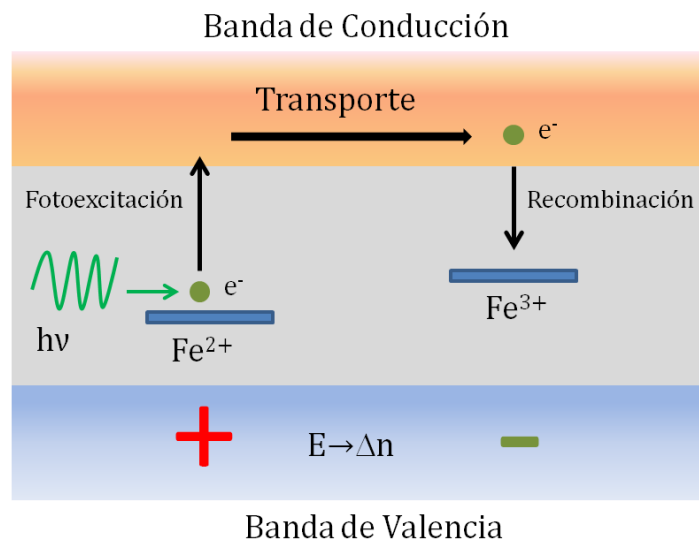


Fig. 3.1 Esquema de bandas que representa el modelo de un centro en LiNbO_3 . Como impureza se representa el Fe por ser la de mayor respuesta fotorrefractiva en LiNbO_3

A continuación describimos los tres procesos que dan lugar al cambio de índice fotorrefractivo, como son la excitación y atrapamiento de electrones, el transporte de cargas y el cambio de índice de refracción.

3.1.1. Excitación y recombinación de electrones.

Pese a que hasta ahora sólo se había hablado de la excitación óptica de electrones, existen dos métodos para generar electrones en la banda de valencia. Uno es el ya citado de excitación óptica. El segundo es la excitación térmica en los cristales, lo que hace al EFR muy dependiente de las concentraciones de estas impurezas. La excitación óptica depende de la capacidad de la

impureza de captar fotones y de la intensidad de la luz incidente, mientras que la excitación térmica depende de la temperatura.

Las impurezas que dan una mayor respuesta fotorrefractiva en LiNbO_3 son los metales de transición como Ni, Cr, Cu, V, Co, [76] Mn [83] y Fe [84]. Concretamente es el Fe, el que genera una respuesta más alta [76,84,85], siendo el Fe^{2+} la impureza donadora y el Fe^{3+} la impureza aceptora.

3.1.2. Mecanismos de transporte: El efecto fotovoltaico.

Como se ha mencionado en un párrafo anterior, tres son los mecanismos responsables de que los electrones liberados en la banda de conducción se muevan hasta las zonas de oscuridad. A continuación vamos a describir brevemente cada uno de ellos.

- **Difusión.**

La difusión electrónica surge como consecuencia de una distribución inhomogénea en la densidad de electrones en la banda de conducción. Así los portadores de carga tienden a viajar de las zonas con mayor densidad de electrones, a las zonas con menor densidad.

La densidad de corriente originada por difusión electrónica, es por tanto proporcional al gradiente de la concentración de electrones y se expresa de la siguiente forma.

$$j_{dif} = -eD\vec{\nabla}n \quad (3.1)$$

donde D es el coeficiente de difusión, e la carga de electrón, n la densidad de cargas y μ la movilidad de electrones. Debido a la dependencia de la corriente con el gradiente de la concentración, y teniendo en cuenta que las zonas de mayor concentración de electrones coinciden con las zonas donde la iluminación es mayor, este fenómeno cobra importancia cuando la iluminación se hace con un alto contraste. Así mismo la difusión está muy afectada por la temperatura a través de la dependencia del coeficiente de difusión D con ésta, que se asume de tipo Arrhenius:

$$D = D_0 \exp\left(-\epsilon/K_B T\right) \quad (3.2)$$

donde ϵ es la energía de activación térmica y K_B es la constante de Boltzman.

- **Deriva bajo campo eléctrico.**

Los electrones liberados en la banda de conducción tienen una movilidad dada por el factor μ . Así, si se aplica un campo eléctrico externo el desplazamiento de dicho electrones, genera una corriente neta que se puede expresar de la siguiente forma:

$$j_E = \sigma E = (\sigma_{opt} + \sigma_T)E = e\mu nE = e\mu(n_{opt} + n_T)E \quad (3.3)$$

donde σ es la conductividad. Ésta incluye la fotoconductividad (σ_{opt}), debida a los portadores fotoexcitados (n_{opt}), y la conductividad de oscuridad (σ_T), debida a los portadores excitados térmicamente (n_T). En algunos materiales, tales como el SBN [86], es conveniente aplicar un campo eléctrico para producir un transporte efectivo de cargas. Sin embargo, en materiales como el LiNbO_3 esto no es necesario debido a la presencia del efecto fotovoltaico.

- **Efecto fotovoltaico.**

El efecto fotovoltaico de volumen es un fenómeno que se produce en ciertos materiales ferroeléctricos como el LiNbO_3 , LiTaO_3 , BaTiO_3 [84,87-89]. Consiste en la aparición de una corriente neta en la dirección polar del cristal bajo iluminación y sin la mediación de un campo eléctrico externo. Dicha corriente, se denomina corriente fotovoltaica. En LiNbO_3 , la corriente fotovoltaica fue observada por primera vez en 1969 [71] y modelizada cinco años después por Glass y colaboradores [36].

La corriente fotovoltaica surge de la asimetría en la posición de las impurezas en la red. Dichas impurezas se sitúan generalmente en posiciones de Li, donde la distancia entre la impureza y los átomos vecinos del Nb es diferente en la dirección $\pm c$ del cristal. Por este motivo, el electrón es excitado en un potencial asimétrico (ver Figura 1.4) que lo hace desplazarse en una dirección preferencial, generando una corriente neta. Como ya se ha comentado, en el LiNbO_3 la impureza fotovoltaica más eficiente es el Fe^{2+} , aunque también otras como las de Cu, Mn, Ni, Cr y Co dan fotocorrientes relevantes. La expresión que introdujo Glass en 1974 [36] define la corriente fotovoltaica de la siguiente forma.

$$j_{FV} = \kappa \alpha I \quad (3.4)$$

donde κ es la llamada constante de Glass, α el coeficiente de absorción óptica e I la intensidad de la luz. Posteriormente M. Carrascosa y colaboradores [90], desarrollaron una expresión más completa que tiene en cuenta la concentración de impurezas donadoras N_D y la sección eficaz de fotoionización de las mismas S_{PH}

$$j_{FV} = e L_{FV} S_{PH} N_D I \quad (3.5)$$

donde I es la intensidad de la luz y L_{FV} la longitud fotovoltaica efectiva, cuyo valor oscila en la literatura entre las decenas y los cientos de Armstrong.

Un aspecto a tener en cuenta es que la relación entre la corriente y el campo eléctrico de la luz, que en la ecuación (3.4) está representado a través de la intensidad, es tensorial. No obstante, al ser el efecto de forma mayoritaria en la dirección c del cristal, se puede simplificar y escribir la expresión de la corriente sólo para esa dirección en la forma de la ecuación (3.5).

El efecto fotovoltaico en LiNbO_3 es el mecanismo de transporte más importante, siendo el principal responsable del efecto fotorrefractivo.

3.1.3. Cambio de índice de refracción.

Los procesos anteriores de excitación, transporte y recombinación de electrones, se traducen en el cristal, en una redistribución de cargas que genera un campo eléctrico en el mismo. Al ser el LiNbO_3 un material electróptico, ese campo eléctrico induce un cambio en el índice de refracción del material, el cual se puede expresar como [91,92]:

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{ij} = \Delta \eta_{ij} = \sum_k r_{ijk} E_k + \sum_{kl} S_{ijkl} E_k E_l \quad (3.6)$$

El término lineal se conoce con el nombre de Efecto Pokels, y el de segundo orden como Efecto Kerr. En materiales no centrosimétricos como el LiNbO_3 el efecto Kerr es despreciable frente a efecto electroóptico ó Pokels. Los cambios de índice producidos por este mecanismo, alcanzan

en LiNbO3 valores de hasta 10^{-5} , suficientemente grandes para la utilización del efecto fotorrefractivo en grabado de redes holográficas.

3.2. Descripción teórica del efecto fotorrefractivo.

3.2.1. Modelo de un centro.

El modelo teórico más difundido y aceptado para describir el efecto fotorrefractivo, fue desarrollado por Kukhtarev y colaboradores en 1979 [75,85]. Es un modelo de transporte de bandas, que considera que la producción y posterior recombinación de electrones, se realiza a través de un solo centro fotorrefractivo.

En primer lugar, la ecuación que describe la evolución temporal de la densidad de portadores en la banda de conducción se expresa de la siguiente forma:

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = [S_T + S_{PH} \cdot I(\vec{r}, t)]N_D(\vec{r}, t) - S_R n(\vec{r}, t) \cdot N_A(\vec{r}, t) - \frac{1}{e} \vec{\nabla} \cdot \vec{j}(\vec{r}, t) \quad (3.7)$$

En esta ecuación, la densidad de portadores en el punto r y el instante t , se obtiene a través de la suma de aquellos producidos por fotoexcitación y excitación térmica, restándole la recombinación y los que se mueven por los diferentes procesos de transporte. Donde N_A y N_D son las densidades de aceptores y de donadores respectivamente, y que para la densidad total de impurezas N se cumple:

$$N = N_D + N_A \quad (3.8)$$

I es la intensidad luminosa, S_{PH} , S_T y S_R son los coeficientes de fotoexcitación de excitación térmica y de recombinación respectivamente. J es la densidad de corriente debida a los procesos de transporte, y se obtiene de la suma de las expresiones descritas para cada uno de ellos, concretamente:

$$j(\vec{r}, t) = eL_{FV}S_{PH}N_D(\vec{r}, t)I(\vec{r}, t) + e\mu n(\vec{r}, t)E(\vec{r}, t) - eD\vec{\nabla}n(\vec{r}, t) \quad (3.9)$$

De igual forma se puede modelizar una ecuación para la densidad de donadores y aceptores, las cuales solo dependen de la relación entre excitación y recombinación

$$-\frac{\partial N_D(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{\partial N_A(\vec{r}, t)}{\partial t} = [S_T + S_{PH} \cdot I(\vec{r}, t)]N_D(\vec{r}, t) - S_R n(\vec{r}, t) \cdot N_A(\vec{r}, t) \quad (3.10)$$

A partir de las ecuaciones (3.7, 3.8, 3.9 y 3.10) se puede obtener la densidad de impurezas aceptoras y la de portadores en la banda de conducción, y teniendo en cuenta la que la densidad de carga se expresa como :

$$\rho(\vec{r}, t) = e[N_D(\vec{r}, 0) - N_D(\vec{r}, t) - n(\vec{r}, t)] \quad (3.11)$$

se puede obtener el campo eléctrico a través de la ecuación e Poisson:

$$\vec{\nabla}E(\vec{r}, t) = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon} \rho(\vec{r}, t) \quad (3.12)$$

La solución general de estas ecuaciones es en general muy compleja. No obstante, en ciertos casos se pueden hacer algunas aproximaciones para simplificar el problema y obtener así una solución analítica. Las aproximaciones que serán tenidas en cuenta, se describen a continuación.

Considerando que el cristal fotorrefractivo es iluminado con un patrón sinusoidal de baja modulación o visibilidad m , resultado de la interferencia de dos ondas planas, las ecuaciones del material pueden linealizarse, despreciando los términos con productos de orden cuadrático en adelante.

Debido a que el número medio final de portadores se alcanza en tiempos mucho menores al de la respuesta fotorrefractiva, se puede despreciar la variación temporal de la densidad electrónica y tomar $\partial n / \partial t \approx 0$. Esta es la llamada aproximación adiabática [85].

En el caso de un cristal homogéneo y suficientemente grande se puede considerar que la única dimensión relevante es la dimensión definida por el vector de red \vec{K} permitiendo reducir el problema a una dimensión.

En LiNbO_3 , se puede considerar, que si no se aplica ningún campo eléctrico externo, y si la separación de franjas es $\geq 1\mu\text{m}$, el mecanismo de transporte predominante es el efecto fotovoltaico.

Bajo estas condiciones se puede obtener la densidad de carga en el cristal por efecto fotorrefractivo y resolver analíticamente la ecuación de Poisson para dicha densidad de carga, obteniendo así el campo espacial dentro del cristal. El cambio de índice se obtiene a través de la ecuación (3.6) y toma la siguiente forma.

$$\Delta n(t) = \Delta n_{sat} \left[1 - e^{(-t/\tau)} \right] \quad (3.13)$$

En la ecuación anterior τ es el tiempo de relajación dieléctrica, da cuenta del tiempo de respuesta fotorrefractiva y se puede expresar como:

$$\tau^{-1} = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\sigma_{opt} + \sigma_T}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\mu e (n_{opt} + n_T)}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (3.14)$$

Por otra parte, de la resolución de las ecuaciones anteriores, se obtiene también la densidad de portadores excitados térmicamente y ópticamente, las cuales se pueden expresar como:

$$n_{opt} = \frac{S_{PH} I N_D}{S_R N_A} \quad (3.15.a)$$

$$n_T = \frac{S_T N_D}{S_R N_A} \quad (3.15.b)$$

Si además tenemos en cuenta que en LiNbO_3 el mecanismo de transporte predominante es el debido al efecto fotovoltaico, el cambio de índice de saturación puede expresarse en la siguiente forma:

$$\Delta n_{sat} = \frac{n_e^3 r_{33}}{2} E_{FV} \frac{1}{1 + \sigma_T / \sigma_{opt}} \quad (3.16)$$

donde E_{FV} es el llamado campo efectivo fotovoltaico dado por:

$$E_{FV} = \frac{L_{FV} S_R}{\mu} N_A \quad (3.17)$$

De las expresiones anteriores, se pueden extraer importantes conclusiones acerca del comportamiento del efecto fotorrefractivo en LiNbO_3 . En primer lugar, hay que tener en cuenta que en el LiNbO_3 la conductividad de oscuridad es muy baja, por lo que incluso a intensidades pequeñas se cumple $\sigma_{opt} \gg \sigma_T$. La primera consecuencia de esta aproximación es que el cambio de índice de saturación Δn_{sat} es independiente de la intensidad luminosa. Es decir para un mismo cristal, independientemente de la intensidad luminosa, el cambio de índice alcanzará con el tiempo un estado estacionario, que sólo depende de las características del material.

La intensidad sin embargo si afecta al tiempo en el que se alcanza ese estado de saturación a través de parámetro τ . De hecho en el supuesto anterior ($\sigma_{opt} \gg \sigma_T$), la inversa de τ depende linealmente de la intensidad.

En general todas estas conclusiones son válidas cuando la intensidad luminosa es relativamente pequeña. Cabría pensar que al aumentar la intensidad, aumentaría también n_{opt} (ecuación (3.15.a)) y por tanto, aumentaría la conductividad debida a los portadores fotoexcitados, haciendo aún más grande la diferencia entre σ_{opt} y σ_T .

No obstante, se observó experimentalmente que al aumentar la intensidad, el cambio de índice de saturación depende de la intensidad. Este hecho ha sido explicado satisfactoriamente introduciendo un segundo centro fotorrefractivo en el modelo. En este último caso las ecuaciones anteriores no son válidas, y la predicción de la independencia de Δn_{sat} con la intensidad deja de tener validez.

3.2.2. El Modelo de dos centros.

Aunque las ecuaciones de Kukhtarev sirven para describir el efecto fotorrefractivo en determinadas circunstancias, pronto se puso de manifiesto que en otras [93-96], como regímenes de alta intensidad, la teoría no predecía ciertos fenómenos. Los fenómenos más relevantes que llevaron a la reformulación del modelo de un centro fueron: la dependencia del índice de saturación con la intensidad, y la superlinealidad de las corrientes fotovoltaicas.

Tras los trabajos de Althoffl y Jermann [20,97] que observaron cambios de índice fotorrefractivos que no podían ser descritos con el modelo de un centro, se comenzó a plantear la posibilidad de incluir un segundo centro para explicar los datos experimentales.

Las primeras hipótesis utilizaban algunas de las propiedades conocidas de este segundo centro para definir sus características. En primer lugar, y debido a que no está poblado a bajas intensidades, debía ser una trampa superficial [20], y además debía ser muy abundante, por lo que se formuló la hipótesis de que debía ser un defecto intrínseco del material [93]. El primer modelo de dos centros, el cual se desarrolló sin haber identificado el segundo centro, fue desarrollado por Jermann en 1993 [93] y consiguió describir con más exactitud que el modelo

anterior los procesos fotorrefractivos. Dos años más tarde, Simon [21] consiguió identificar el segundo centro como Niobio en sitio de Litio, comúnmente conocido como antisitio.

Este segundo centro es un defecto intrínseco de los cristales crecidos con la composición congruente. Al tener la composición del cristal una deficiencia de Li, las vacantes de estos átomos son ocupadas por átomos de Nb. El Nb en sitio de Li, actúa como aceptor en su estado $\text{Nb}_{\text{Li}}^{5+}$, y como donador en su estado $\text{Nb}_{\text{Li}}^{4+}$. Además, se conoce su concentración, que en cristales congruentes es de $1.89 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$.

En esta línea, nuestro grupo ha contribuido al desarrollo del modelo dos centros. Concretamente se ha desarrollado el modelo de dos centros teniendo en cuenta que el segundo centro es el Niobio en sitio de Li, se han tenido en cuenta las observaciones experimentales de la superlinealidad de la corriente fotovoltaica con la intensidad luminosa y de las propiedades de la banda de absorción del $\text{Nb}_{\text{Li}}^{4+}$. Toda esta información adicional y que el modelo de Jermann no contenía, ha ayudado a mejorar y a hacer más preciso el modelo [22]. El modelo sigue un esquema como el representado en la Figura 3.2

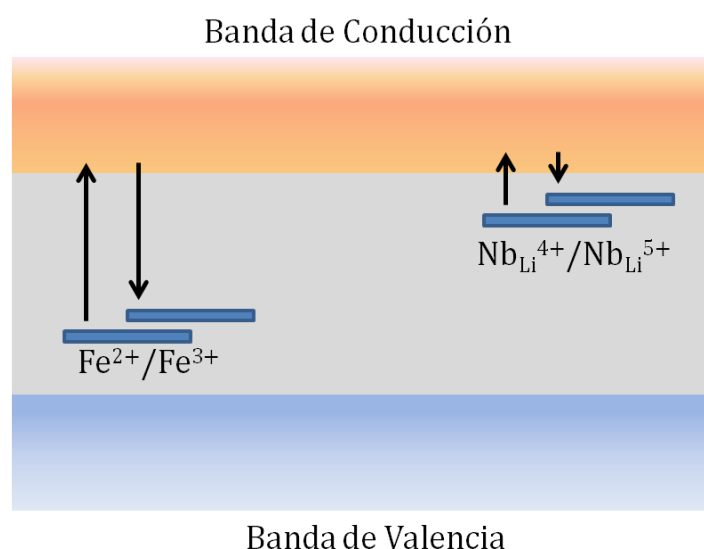


Fig. 3.2 Esquema de bandas para el modelo de dos centros. El defecto intrínseco Nb en sitio de Li actúa como centro fotorrefractivo o a altas intensidades luminosas

Debido a que este desarrollo contiene importantes diferencias con el utilizado por Jermann [93], conviene enumerar algunos postulados introducidos en la elaboración de las ecuaciones. En primer lugar se asume que la excitación térmica del primer centro es despreciable frente a la del segundo. Por lo tanto, en oscuridad o a bajas intensidades, el segundo centro se encuentra des poblado. La transferencia de carga directa entre los dos centros no está permitida. Se considera que esta transferencia, es siempre a través de la banda de conducción. Se permite la excitación térmica de los electrones desde el segundo centro a la banda de conducción.

Con estas consideraciones, las ecuaciones que describen la transferencia de carga entre los dos centros y la densidad de carga en la banda de conducción con el tiempo adoptan la siguiente forma:

$$-\frac{\partial N_{1D}(\vec{r},t)}{\partial t} = \frac{\partial N_{1A}(\vec{r},t)}{\partial t} = [S_{1T} + S_{1PH} \cdot I(\vec{r},t)]N_{1D}(\vec{r},t) - S_R n(\vec{r},t) \cdot N_{1A}(\vec{r},t) \quad (3.18.a)$$

$$-\frac{\partial N_{2D}(\vec{r},t)}{\partial t} = \frac{\partial N_{2A}(\vec{r},t)}{\partial t} = [S_{2T} + S_{2PH} \cdot I(\vec{r},t)]N_{2D}(\vec{r},t) - S_R n(\vec{r},t) \cdot N_{2A}(\vec{r},t) \quad (3.18.b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(\vec{r},t)}{\partial t} = & [S_{1T} + S_{1PH} \cdot I(\vec{r},t)]N_{1D}(\vec{r},t) + [S_{2T} + S_{2PH} \cdot I(\vec{r},t)]N_{2D}(\vec{r},t) - \\ & S_R n(\vec{r},t) (N_{1A}(\vec{r},t) + N_{2A}(\vec{r},t)) - \frac{1}{e} \vec{\nabla} \cdot \vec{j}(\vec{r},t) \end{aligned} \quad (3.18.c)$$

En estas ecuaciones se han tomado las expresiones (2.4) a (2.6), que describían el modelo de bandas para un único centro fotorrefractivo, y se les han añadido los términos que corresponden al antisitio, análogos a los del Fe. N_{1D} y N_{2D} representan las concentraciones de impurezas donadoras de cada centro, N_{1A} y N_{2A} las concentraciones de impurezas aceptoras. I es la intensidad luminosa, S_{1PH} y S_{2PH} las secciones eficaces de fotoionización; S_R , el coeficiente de recombinación, que supondremos igual para ambos centros. S_{1T} y S_{2T} son los coeficientes de excitación térmica de cada centro, que siguen una ley Arrhenius del tipo:

$$S = S_0 \exp\left(-\epsilon/K_B T\right) \quad (3.19.)$$

Debido a que la excitación térmica del primer centro a las temperaturas de trabajo (hasta 180 °) es despreciable, se puede tomar $S_{1T} = 0$ en las ecuaciones anteriores.

Una forma de resolver analíticamente las ecuaciones del modelo de bandas de dos centros, y que permite obtener una visión de cómo se comporta el segundo centro bajo iluminación, es suponer una iluminación homogénea y unidimensional. Bajo estas circunstancias se pueden despreciar los gradientes espaciales en las ecuaciones, tanto para la densidad de portadores, como para la corriente fotovoltaica. Si además añadimos la aproximación adiabática, se puede obtener una solución analítica para la concentración de donadores de ambos centros y que obedecen las siguientes expresiones:

$$N_{1D}(t) = H + \frac{1}{K e^{-F \cdot t} - a/F} \quad (3.20.)$$

Ecuación que proporciona la concentración de donadores para el primer centro en función del tiempo. Los parámetros H, K, F y a dependen de la intensidad luminosa, de los coeficientes de fotoexcitación y excitación térmica y de la concentración total de impurezas.

Para obtener la concentración de donadores del segundo centro, basta tener en cuenta la conservación de la carga, y que por tanto la suma de donadores de primer y segundo centro es constante. De ahí que la concentración de donadores del segundo centro se escribe:

$$N_{2D}(t) = N - N_{1D}(t) \quad (3.21)$$

donde N es la suma de las concentraciones de donadores de ambos centros.

La evolución temporal de la concentración de donadores para ambos centros se representa en la Figura 3.3 utilizando los valores de los parámetros extraídos de las referencias [96,98-100]

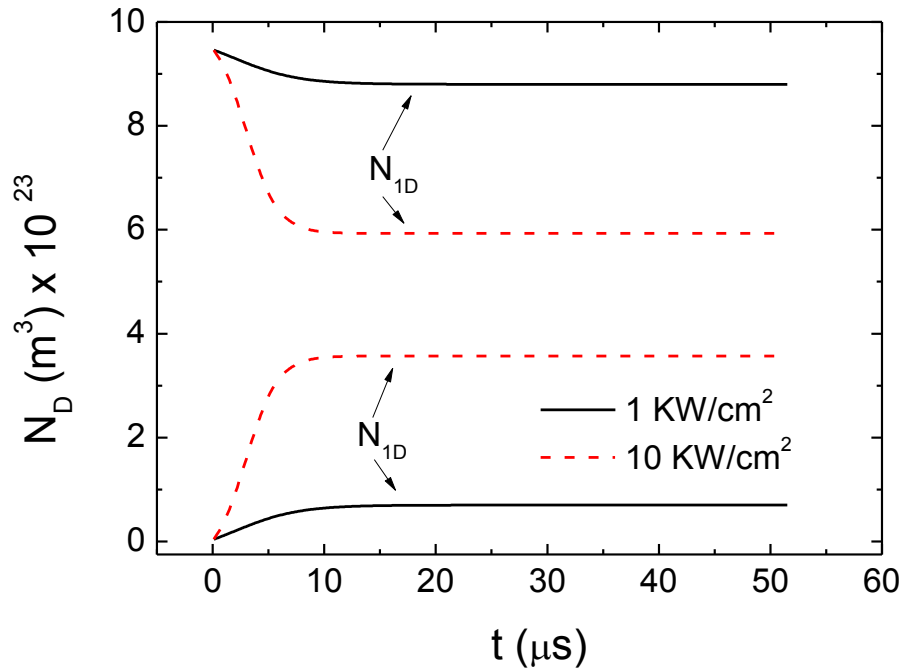


Fig. 3.3 Evolución temporal de la población de donadores de ambos centros frente al tiempo, bajo iluminación homogénea del cristal.

A tiempo cero, la concentración de donadores del segundo centro es despreciable debido a la excitación térmica. Cuando comienza la iluminación ambos centros comienzan a intercambiar carga a través de la banda de conducción hasta alcanzar un estado estacionario en tiempos típicos de microsegundos. Nótese que la concentración estacionaria de donadores de ambos centros depende de la intensidad, aumentando la concentración de donadores del segundo centro a medida que aumenta la intensidad, y por tanto, contribuyendo cada vez más al efecto fotorrefractivo.

Una vez conocidas la densidad de portadores, aceptores y donadores para ambos centros, y a partir de ellas la densidad de carga, la ecuación de Poisson permite obtener el campo eléctrico dentro del cristal y por lo tanto, el cambio de índice fotorrefractivo, el cual depende de la intensidad luminosa.

3.3. Daño óptico fotorrefractivo.

Como ya se ha mencionado, el efecto fotorrefractivo se descubrió por su efecto distorsionador en la propagación de haces de alta intensidad. Además de esa distorsión del haz, en procesos de conversión de frecuencia, el cambio de índice fotorrefractivo produce desviaciones en la condición de ajuste de fases. En estos casos en que las consecuencias del efecto fotorrefractivo no son deseables, se le denomina daño óptico y se ha dedicado un gran esfuerzo a caracterizarlo y si es posible evitarlo.

El daño óptico fotorrefractivo puede ser explicado de forma sencilla a través del modelo que se describe a continuación [101,102]. Teniendo en cuenta que el modelo de dos centros predice una dependencia del cambio de índice con la intensidad, es lógico pensar que la forma que

adoptará el cambio de índice será similar a la del haz de luz incidente. Así, si un haz gaussiano incide sobre un cristal fotorrefractivo como el LiNbO_3 , el índice de refracción experimentará una disminución cuyo modulo será mayor en las zonas de mayor intensidad, las cuales coinciden con el centro del haz. De esta forma el cristal o la guía de onda, se comporta como una lente divergente que hace que el haz sufra una desfocalización, ver Figura 3.4 La desfocalización hace que la intensidad disminuya. Este proceso, limita la intensidad luminosa alcanzable dentro del cristal o la guía. La intensidad a la que comienzan a ser apreciables las alteraciones debidas al efecto fotorrefractivo, se denomina umbral de daño óptico [103], y es un parámetro de diseño de gran importancia en aplicaciones fotónicas de todo tipo. Especialmente en guías de onda, donde la intensidad es generalmente muy elevada.

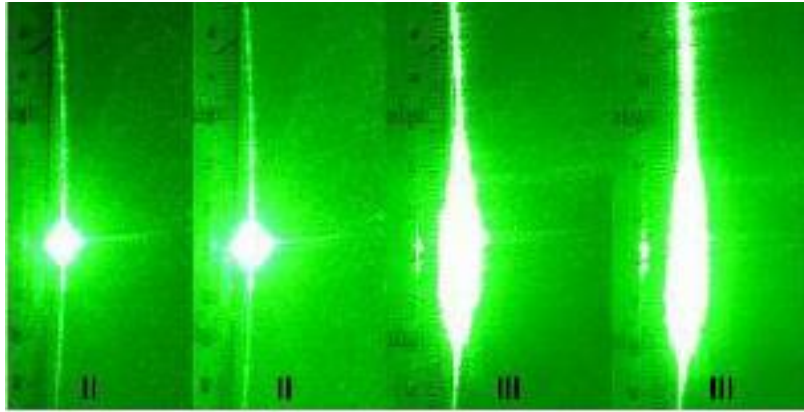


Fig. 3.4. Desfocalización de un haz de luz observado en una pantalla, al atravesar una guía de LiNbO_3 . La intensidad aumenta de derecha a izquierda.

Otro efecto más complejo del daño óptico fotorrefractivo, es lo que se conoce como amplificación holográfica del ruido (“fanning”) [104,105]. Pequeños defectos del cristal pueden generar dispersión de luz en otras direcciones que no son la de propagación, de manera que la luz dispersada interfiere con la incidente, generando un patrón inhomogéneo de luz, y dando lugar así a redes fotorrefractivas espúreas, que por mezcla de dos ondas amplifican la luz dispersada en ciertas direcciones. En la Figura 3.5 se muestra la filamentación de un haz como consecuencia de este fenómeno en un cristal fotorrefractivo.

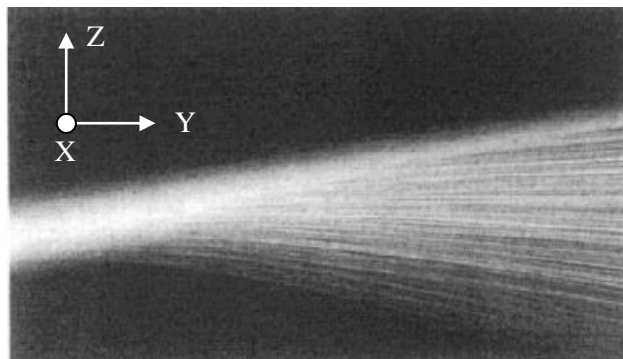


Figura 3.5 Imagen de la filamentación de un haz (“fanning”) producida en un cristal fotorrefractivo, debido a las redes espúreas generadas por amplificación holográfica del ruido.

La modelización del daño óptico no es una tarea fácil. El modelo de un centro, es capaz de explicar la aparición de un efecto de desfocalización, pero como el cambio de índice de saturación (Δn_{sat}) no depende de la intensidad luminosa, no explica la influencia de la misma, característica del daño óptico. Por ello, en el seno de nuestro grupo se desarrolló un formalismo basado en el modelo de dos centros aplicable a guías de onda, concretamente guías por intercambio protónico, que explica la mayor parte de los fenómenos del daño óptico fotorrefractivo [104,106]. Este formalismo y usando parámetros característicos de LiNbO₃ no dopado [104,106], se obtiene la dependencia del cambio de índice de saturación (Δn_{sat}) con la intensidad luminosa acoplada a la guía. Dicha curva se encuentra representada en la Figura 3.6.

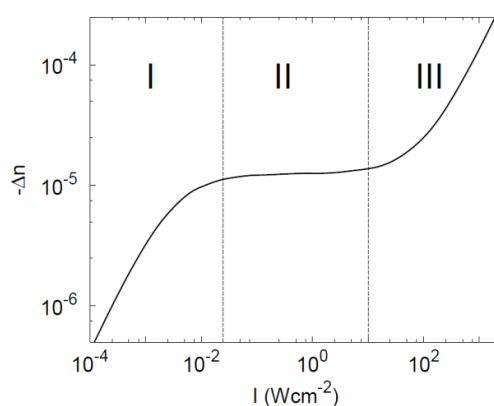


Figura 3.6 Cambio de índice fotorrefractivo teórico (línea negra) para una guía planar en LiNbO₃.

Se observa como el cambio de índice de saturación (Δn_{sat}) crece con la intensidad en la tercera región, lo que justifica que los efectos de desfocalización dependan de la misma. Conviene indicar que el aumento de (Δn_{sat}) al poblarse de electrones el segundo centro cuando la intensidad aumenta, se debe sobre todo a su alta contribución al efecto fotovoltaico cuando se excita ópticamente [104,106].

Debido a los efectos dañinos del daño óptico descritos hasta ahora en este apartado, se ha dedicado un gran esfuerzo a investigar, métodos de inhibición, algunos de los cuales describimos a continuación.

El dopaje con ciertas impurezas como el Mg el Zn o el In [107-109] es uno de los métodos más usados en la inhibición del daño óptico. En cristales congruentes, con deficiencia de Li, dichas impurezas tienen la propiedad de ocupar sitios de Li durante el crecimiento. Al estar las vacantes de Litio ocupadas por el dopante, se reducen la cantidad de antisitios (Niobio en sitio de Litio) en el cristal. Y por tanto su contribución al efecto fotovoltaico, que es clave en la aparición de daño óptico.

El grado de estequiometría afecta también enormemente al daño óptico en cristal [110]. La razón es la misma que en el caso anterior, al no haber deficiencia de Li, se disminuye el número de impurezas capaces de liberar electrones en la banda de conducción, haciendo al cristal más resistente al daño óptico.

Los dos métodos anteriores actúan sobre la concentración del segundo centro fotorrefractivo en el cristal. Pero existe un tercer método que actúa sobre la capacidad del segundo centro de poblarse de portadores y por tanto su capacidad de contribuir al efecto fotorrefractivo. Consiste en aumentar la temperatura del cristal [111]. Al ser el antisitio una trampa superficial, un aumento en la temperatura hace que se despueble por excitación térmica, en lugar de por excitación óptica. Esto hace que su contribución al efecto fotovoltáico se reduzca notablemente y por tanto inhibe el daño óptico.

En esta tesis se ha hecho un gran esfuerzo en determinar los umbrales de daño óptico para guías de onda SHI en diferentes situaciones. También se han explorado los tres métodos de inhibición descritos anteriormente.

Capítulo 4

Guías de onda SHI (“Swift Heavy Ion”)

En este capítulo de la introducción, vamos a hablar sobre los antecedentes en la investigación de las guías de onda obtenidas por irradiación con iones de alta energía, que denominaremos por brevedad con las siglas SHI (del inglés “Swift Heavy Ion”). Haremos también un resumen de los procesos de daño que los iones causan en el material, poder entender mejor las características de las guías de onda SHI. Por último haremos un repaso de las propiedades que tenían las guías SHI al comienzo de la tesis.

4.1. Antecedentes

La irradiación con diferentes tipos de iones para la fabricación de guías de onda, se ha venido usando desde que se fabricaran las primeras guías de onda sobre sílice amorfo en 1968 [1] hasta nuestros días, dando lugar a distintos tipos de guías, según la masa y la energía de los iones empleados. En cuanto al LiNbO_3 , los primeros trabajos datan de 1976, cuando P. Townsend y colaboradores [2], propusieron la idea de utilizar iones de He e H para fabricar guías de onda. Las primeras irradiaciones con He fueron llevados a cabo por G. L. Destefanis y colaboradores en 1978 [112]. A continuación, varios grupos continuaron utilizando y perfeccionando este método de fabricación de guías de onda [57,113-118].

La fabricación de guías de onda por implantación con iones ligeros y con energías comprendidas entre 0.3-1 MeV para el H y de 1-3 MeV para el He (que denominaremos como implantación clásica), aprovecha las colisiones entre los iones y los núcleos de los átomos del material irradiado, en la última etapa de su recorrido [3]. Debido a estas colisiones, la estructura de la red cristalina cambia, produciendo una bajada en el índice de refracción ordinario y extraordinario a una cierta profundidad, creando una barrera óptica. Los índices de refracción de la capa superficial prácticamente no sufren alteración, así, la capa superficial más la barrera óptica, forman una guía de onda. Conviene indicar, que en el caso del índice extraordinario, además del comportamiento arriba indicado, se produce un pequeño aumento del índice respecto al sustrato en la capa superficial [119].

Pese a que con la implantación se obtienen guías de onda con notables saltos de índice y pérdidas moderadas o incluso bajas, el principal problema que presentan es que las dosis de iones necesarias son muy altas (10^{16} ion/cm²), lo que alarga el tiempo de fabricación por varias horas, lo que eleva mucho el coste de fabricación. Diferentes trabajos han utilizado por ello el aumento del índice extraordinario en la superficie con dosis bajas para generar guías de onda con menos fluencia, llegando a 10^{15} ion/cm² [57].

El siguiente paso en la fabricación de guías de onda por implantación consistió en la utilización de iones de masa media como el Si o el O, con energías típicas de entre 3 y 6 MeV. En lo sucesivo nos referiremos a estas guías, como guías por implantación media. Aunque las primeras implantaciones con este tipo de iones datan de 1974 [120], fue en el año 2000 cuando Wang y colaboradores, consiguieron las primeras guías de onda irradiando LiNbO_3 con varios tipos de iones*, tales como Si, P, Cu, O, C, B y Ni [121-127]. Posteriormente, Bentini y colaboradores [128,129] obtuvieron resultados similares mediante irradiación principalmente

**Nótese que la irradiación se lleva a cabo con iones con diferentes estados de carga. Por lo tanto, en adelante, nombraremos de forma genérica a los iones utilizados, con el símbolo químico del elemento del que proceden.*

con O, N y F. En este tipo de guías, las fluencias se reducen considerablemente, siendo del orden de 10^{14} ion/cm², por lo que disminuye en dos órdenes de magnitud, la dosis de la implantación clásica. El perfil de índice de refracción, aunque depende de la dosis, es esquemáticamente el que se muestra en la Figura 4.1 [128], que corresponde al índice de refracción extraordinario para una guía fabricada por implantación media con O a una energía de 5MeV. Para ambas polarizaciones, los iones generan una barrera óptica de índice de refracción inferior al sustrato. Los perfiles de índice de refracción no son demasiado abruptos y con saltos de índice en torno a 0,05.

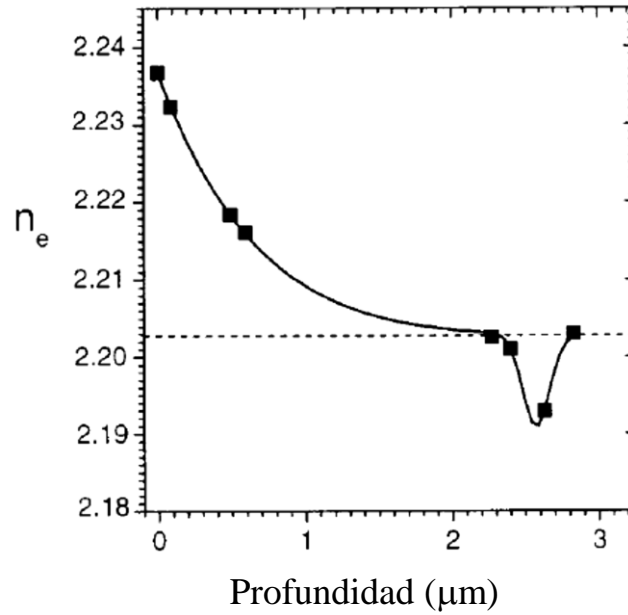


Fig. 4.1 Perfil de índice de refracción extraordinario de una guía de onda fabricada por irradiación con iones de masa media, en este caso O, con una energía de 5 MeV y una fluencia de 1×10^{14} ion/cm².

Con esta técnica, se han llegado a conseguir también guías de onda con bajas pérdidas de propagación, por debajo de 1 dB/cm, siendo su valor generalmente entre 0,5-4dB/cm [3]. No obstante, heredan uno de los problemas de las guías de implantación clásica, y es que las barreras ópticas son demasiado estrechas para algunas aplicaciones. En estos casos es necesaria una multi-implantación para aumentar el ancho de barrera [56], aumentando también el tiempo de fabricación. En general la implantación de iones, ya sean ligeros o de masa media, produce barreras con una anchura típica de en torno a 1μm. Estas barreras son en general demasiado estrechas, sobre todo para el funcionamiento en el infrarrojo.

Como veremos a continuación, las guías de onda con iones de masa media y alta energía, conocidas como SHI, solventan varios de estos inconvenientes. Se fabrican con fluencias bajas (10^{14} ion/cm²) y energías comprendidas entre 15-35 MeV. Presentan una muy buena homogeneidad espacial, así como unos coeficientes no lineales cercanos al 80 % de los del sustrato. Los perfiles de índice de refracción presentan un salto de índice muy grande, de 0,1-0,2 dependiendo de la polarización [5-8] es decir de los más altos de todas las guías de onda

conocidas. Esto, unido a su forma abrupta, genera una guía de onda de muy alto poder confinante. Además, las barreras ópticas responsables de la reflexión total interna, tienen anchuras de hasta 5 μm , lo que evita el efecto túnel incluso para longitudes de onda largas [5-8,130], siendo válidas para aplicaciones en el infrarrojo. Todas estas características, hacen de las guías de onda SHI, una alternativa muy interesante a las técnicas de fabricación de guías de onda por irradiación anteriores, ya que resuelven la mayoría de problemas históricos de dichas guías.

Si se utilizan iones más pesados como Br o Cl, y además se aumenta su energía, se pueden conseguir guías de onda utilizando fluencias aún más bajas, del orden de 10^{12} ion/ cm^2 . No obstante este tipo de guías, denominadas por trazas amorfas y que describiremos brevemente en posteriores apartados, están aún en estado muy temprano de su desarrollo.

4.2. Interacción ion-materia. Poder de frenado.

Para poder describir la interacción entre los iones acelerados y el material, que tiene lugar en la fabricación de guías de onda, es necesario definir algunas magnitudes clave en la explicación de los procesos involucrados. En primer lugar se define el poder de frenado S como la cantidad de energía que pierde el ion, y que deposita en el material, por unidad de longitud. El poder de frenado se expresa a través de la fórmula:

$$S = \frac{dE}{dx} \text{ (KeV/nm)} \quad (4.1)$$

El poder de frenado, depende principalmente de la velocidad del ion, de la carga de los iones incidentes y de los átomos del material irradiado. En líneas generales podemos afirmar que a bajas velocidades ($E < 0.01 \text{ MeV/uma}$) la pérdida de energía está dominada por el frenado nuclear, refiriéndose éste, al producido por las colisiones directas entre el ion y los átomos del blanco [131]. Dichas colisiones provocan cambios abruptos de la energía del proyectil, así como de la dirección de su trayectoria. Estos procesos son los responsables de los cambios estructurales que generan la barrera óptica en las guías de onda por implantación con iones ligeros. Sin embargo, a altas velocidades del ion incidente, la pérdida de energía está dominada por el poder de frenado electrónico, que se refiere al originado por las interacciones entre el ion y los electrones del material. Estos procesos electrónicos conducen a una pérdida de energía suave y cuasicontinua, dejando casi invariante la dirección de la trayectoria del proyectil [132-134]. El poder de frenado es importante, porque la cantidad de defectos que los iones producen en el material en cada punto de su trayectoria, depende directamente del valor del poder de frenado del ion en ese punto [135,136].

Una vez definido el poder de frenado, vamos a ver su relación con los diferentes tipos de guías fabricadas por irradiación. Para ello, se ha simulado mediante el código SRIM [137], el poder de frenado para tres iones característicos de cada uno de los tipos de irradiación descritos. Concretamente, He con 2 MeV (implantación clásica), O con 4 MeV (implantación media) y F con 20 MeV (SHI).

En la Figura 4.2.a se muestra el poder de frenado para un ion de He con 2 MeV en LiNbO_3 en función de la profundidad calculado con el código SRIM [137]. Como hemos comentado, en este tipo de guías el daño se produce por colisiones entre los iones y los átomos del material, y estos procesos están gobernados por el poder de frenado nuclear. Como se aprecia en la figura el daño nuclear tiene un máximo en torno a 2,25 μm de profundidad, por lo que la barrera óptica

se situará a esa profundidad más o menos. Por comparación con los otros tipos de guías, se incluye también en la figura el poder de frenado electrónico. Es importante notar, que aunque en gran parte de la curva el poder de frenado electrónico es mayor que el nuclear, no es lo suficientemente grande para causar defectos. Esto es debido, a que al ser dos procesos diferentes, es necesario un valor mayor de poder de frenado electrónico que de poder de frenado nuclear para llegar a dañar el material.

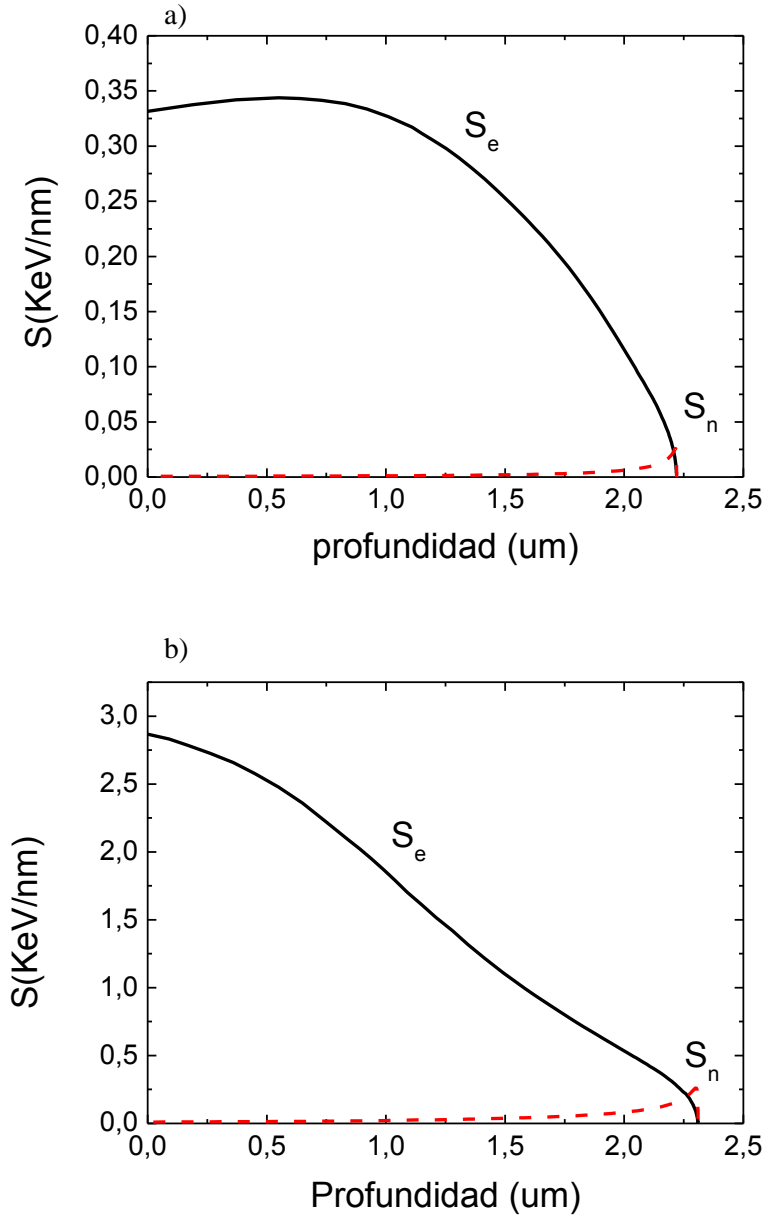


Fig. 4.2 Poderes de frenado (electrónico en negro y nuclear en rojo) frente a la profundidad en LiNbO_3 para a) el ion He y energía de 2 MeV y b) el ion O y energía de 4 MeV. Los cálculos han sido hechos con el código SRIM

En la Figura 4.2.b se muestra el poder de frenado para el ion O con 4 MeV de energía, representativo de la implantación media. La principal novedad que introdujeron este tipo de guías fue la reducción en la fluencia necesaria para fabricarlas (10^{14} ion/ cm^2). Esto se debe a que

el valor del máximo del poder de frenado nuclear en este caso, es más de un orden de magnitud superior que en el caso de la implantación clásica. Nótese la diferencia en la escala vertical con la Figura 4.2.a. Además, el valor del poder de frenado electrónico comienza a tener valores no despreciables (véase de nuevo la diferencia con la Figura 4.2.a), y puede llegar a causar defectos en el material. Sobre todo en la superficie, donde es máximo. De hecho, es el responsable del aumento en el índice de refracción extraordinario en la superficie en este tipo de guías (ver Figura 4.1).

Como hemos podido ver en la Figura 4.2 los dos tipos de guías anteriores, básicamente hacen uso del poder de frenado nuclear para generar una barrera óptica enterrada. Las guías SHI, como veremos a continuación, utilizan un proceso físico completamente diferente, haciendo uso exclusivamente del poder de frenado electrónico para generar la barrera óptica. En la Figura 4.3 se muestra el poder de frenado para el ion F con una energía de 20 MeV, que es uno de los iones típicos y energía habituales, en la fabricación de guías de onda SHI.

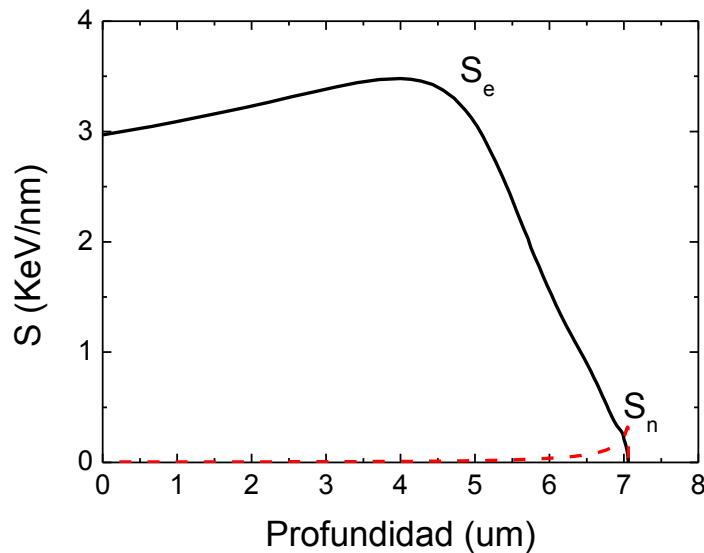


Figura 4.3. Poderes de frenado (electrónico en negro y nuclear en rojo) frente a la profundidad en LiNbO_3 para el ion F y energía de 20 MeV. Los cálculos han sido hechos con el código SRIM

De esta figura cabe destacar principalmente dos cosas. En primer lugar, la forma del poder de frenado electrónico, el cual tiene un máximo a una profundidad aproximada de 4.5 μm . Al contrario de lo que ocurre en la Figura 4.2.b, correspondiente a la implantación media, donde el poder de frenado electrónico es siempre decreciente. El que el poder de frenado electrónico tenga un máximo enterrado es muy importante, porque de esta manera, el ion prácticamente no causa daño en el material en la primera parte de su recorrido, sino que lo hace en la zona alrededor de dicho máximo.

En segundo lugar, es destacable el valor que el poder de frenado alcanza en el máximo, en torno a 3.5 KeV/nm, notablemente mayor que en la implantación media. Este valor de poder de frenado electrónico, es suficiente para poder llegar a amorfizar el material, utilizando las mismas fluencias que en la implantación media (10^{14} ion/ cm^2). Estas características redundan,

como veremos a continuación, en barreras ópticas mucho más anchas y perfiles con un mayor salto de índice que en cualquiera de sus predecesoras (ver Tabla 4.1).

Tipo de guía	Ion	Energía (MeV)	Mecanismo daño	Fluencia (ion/cm ²)	Δn	Anchura barrera (μm)
Implantación clásica	H-He	0.5-2	Nuclear	$1\text{-}5 \times 10^{16}$	0.01-0.05	0.5-1.5
Implantación media	O, Si, F...	3-6	Nuclear-electrónico	$2\text{-}5 \times 10^{14}$	0.01-0.05	0.5-1.5
SHI	O, Si, F, C	10-30	Electrónico	$0.05\text{-}4 \times 10^{14}$	0.1-0.2	2-6

Tabla 4.1 Resumen de las características más relevantes de los tres tipos de guías de onda fabricadas por irradiación con iones.

A modo de resumen, en la Figura 4.4, y para poder comparar con las curvas de poder de frenado, se muestra de forma esquemática la estructura de cada una de las guías descritas. Las guías por implantación clásica, con una barrera producida por procesos nucleares únicamente. Como el poder de frenado electrónico es muy pequeño, no causa daño en el material (ver Figura 4.4.a). Las guías por implantación media, generan la misma barrera nuclear pero con menos fluencia (debido a su mayor valor de S_n). Además, el poder de frenado electrónico tiene ya un valor no despreciable, y por lo tanto, puede causar en la superficie una pequeña concentración de defectos responsables del aumento de índice extraordinario (ver Figura 4.4.b y 4.1). Por último, las guías SHI tienen ya un valor del poder de frenado electrónico suficientemente grande como para producir amorfización del material sólo por procesos electrónicos. Además, al tener el poder de frenado electrónico un máximo enterrado, la capa amorfa se genera a unas pocas micras de la superficie dando lugar a una guía de onda. Nótese que el valor del poder de frenado nuclear en este caso, tiene un valor suficiente como para generar daño. De hecho, es comparable al valor que toma en el caso del O 4 MeV, y como se observa en la Figura 4.4.c crea una barrera a mayor profundidad que la barrera electrónica. Pero esta barrera nuclear no tiene influencia en la guía ya que la estructura de guía de onda, la forman la capa cristalina superficial y la barrera amorfa electrónica.

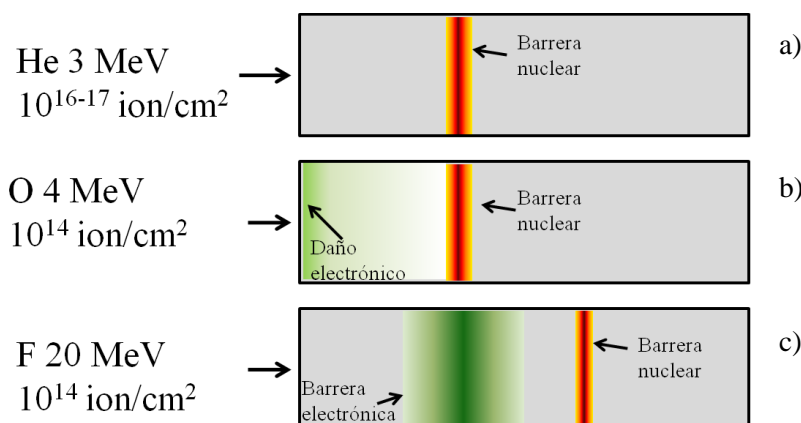


Fig. 4.4. Representación esquemática de la estructura de una guía fabricada por a) implantación clásica (He 2 MeV) b) por implantación media (O a 4 MeV) y c) con el método SHI (F 20 MeV).

4.3. Umbral de amorfización del poder de frenado.

En el apartado anterior se ha mencionado que en la irradiación SHI, el ion prácticamente no causa daño en la primera etapa de su recorrido. Sin embargo, es necesario matizar esta frase. Esto es cierto siempre y cuando el poder de frenado electrónico S_e , esté por debajo de un cierto umbral de amorfización. Si el valor de S_e , es mayor que este umbral, el ion causa la amorfización del material sea cual sea la posición de la curva de poder de frenado en la que se encuentre [136,138,139].

Cuando la irradiación de un material se lleva a cabo con determinados iones como el Cl, a altas energías en torno a 45 MeV [140], el paso de uno de estos iones genera amorfización en el material, independientemente de la posición del máximo de poder de frenado. Esto es debido a que el valor del poder de frenado electrónico de estos iones, se encuentra desde la superficie por encima del llamado umbral de amorfización. Meftah y colaboradores, fueron los primeros en investigar la dependencia de la forma y tamaño de estas nanotrazas con el poder de frenado electrónico en LiNbO_3 [141]. Tras medir los radios de las trazas amorfas para diferentes valores del poder de frenado, encontraron que el radio de las trazas amorfas aumentaba con el poder de frenado del ion incidente. Extrapolando las curvas obtenidas para un radio de traza amorfa igual a 0, obtuvieron un valor del poder de frenado a partir del cual se produce la amorfización, es decir el umbral de amorfización para el LiNbO_3 . El valor que encontraron está en torno a 5 KeV/nm. Hay que tener en cuenta que este es un valor indicativo y que además depende de la velocidad del ion, no obstante está en bastante buen acuerdo con muchos de los resultados experimentales obtenidos [8]. De la obtención del umbral de amorfización, surgieron dos regímenes de irradiación. i) En el que aún en el máximo, el poder de frenado es menor que el umbral, y un ion individual, produce defectos pero no llega a amorfizar el material. Este es el régimen denominado de daño acumulativo. ii) Cuando el máximo del poder de frenado está por encima del umbral y por tanto, un ion individual es capaz de producir amorfización. Este es el régimen al que llamamos de trazas amorfas. En los dos apartados siguientes vamos a describir ambos regímenes de irradiación, centrándonos en el de daño acumulativo, ya que las guías fabricadas por este método han sido el objeto de esta tesis.

4.4. Guías de onda por nanotrazas.

Para ilustrar el régimen de fabricación de guías de onda mediante trazas amorfas, en la Figura 4.5 se muestra el poder de frenado electrónico para un ion de Cl con energía de 45 MeV, este ion y esta energía son característicos de este régimen de irradiación. El umbral de amorfización $S_{e,th}$, definido en el apartado anterior, se muestra en la figura, mediante una línea horizontal discontinua. El poder de frenado ha sido calculado con el código SRIM [137].

Como se aprecia en la Figura 4.5, el poder de frenado está por encima del umbral desde que el ion penetra en el material, hasta una profundidad de aproximadamente 6 μm . El ion por tanto produce amorfización en las 6 primeras micras de su recorrido, pero la estructura de guía de onda surge de la forma que tiene la traza amorfa.

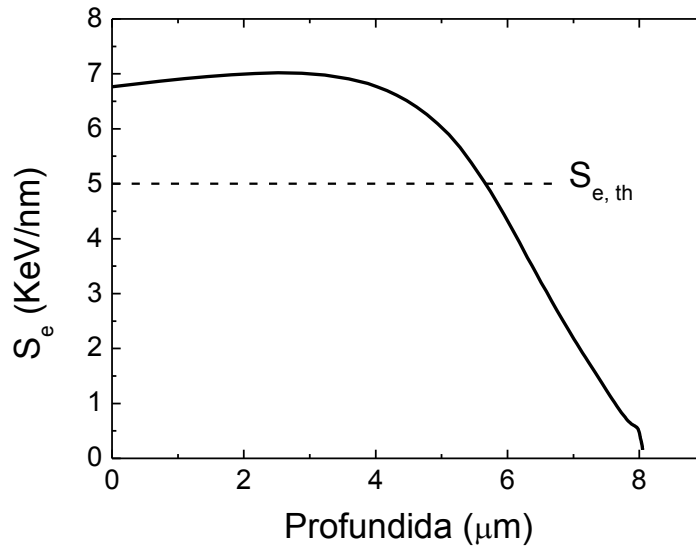


Fig. 4.5 Poder de frenado de un ion de Cl de 45 MeV de energía en LiNbO3. Los cálculos han sido hechos con el código SRIM

En la Figura 4.6, se muestra de forma esquemática una de estas nanotrazas amorfas. Como puede apreciarse, su anchura aumenta con la profundidad, alcanzando su máximo, coincidiendo con el máximo de poder de frenado [140]. Cuando el material contiene un numero suficientemente grande de nanotrazas, como para que la distancia entre ellas sea mucho menor que la longitud de onda, pero sin llegar a solaparse, el índice de refracción efectivo del medio óptico alcanza un mínimo a la profundidad donde el radio de la traza es máximo, permitiendo el confinamiento de la luz en la capa superficial y generando por tanto una guía de onda.

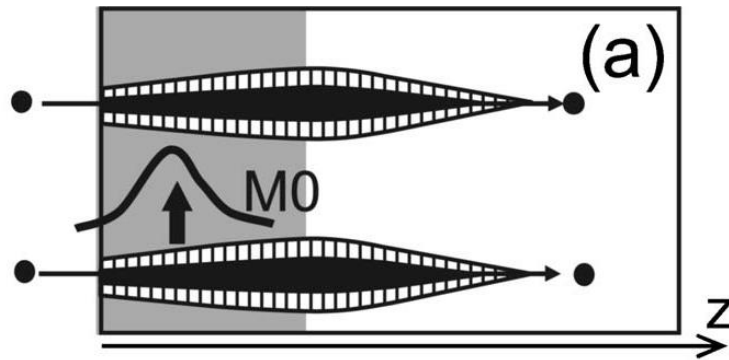


Fig. 4.6 Forma de las trazas morfas generadas por iones de Cl de 45 MeV de energía. La máxima anchura de la traza se encuentra enterrada coincidiendo con el máximo del poder de frenado.

Las guías obtenidas por este método tienen un perfil de índice de tipo gradiente y salto de índice de 0,05 en el mejor de los casos [8,140]. Las pérdidas de propagación son altas, entre 1 y 10 dB/cm. La principal bondad de estas guías es que las fluencias necesarias para obtenerlas, son muy bajas, del orden de 10^{12} ion/cm², lo que permite la fabricación de una guía de onda en pocos segundos. No obstante, estas guías se encuentran en un estado muy temprano de su

desarrollo y sus propiedades aún no pueden competir con las guías de onda SHI por daño acumulativo.

4.5. Guías de onda SHI por daño acumulativo.

Finalmente describimos las guías de onda SHI por daño acumulativo, que son las que se han estudiado en esta tesis. Tras la aparición en años anteriores a 2005, de guías de onda fabricadas por irradiación implantación media [121-129], quedó patente que a partir de ciertas energías, el daño electrónico no podía ser despreciado. Además, también ponían de manifiesto que iones con un poder de frenado inferior al umbral, podían crear defectos en el material sin llegar amorfizarlo. Surgió entonces la idea de utilizar iones con más alta energía, lo que aumenta el valor del máximo del poder de frenado y además colocar este máximo no en la superficie del material, sino enterrado unas pocas micras [5,6]. Con estos parámetros de irradiación, solo se produce un daño apreciable cuando el ion ha penetrado a cierta profundidad ha aumentado su poder de frenado electrónico, generando entonces una determinada concentración de defectos. La amorfización sobreviene por acumulación de defectos al pasar muchos iones por la misma zona [135]. De esta forma, cuando el material está muy dañado, colapsa alcanzando la completa amorfización. Esto significa que el umbral de amorfización no lo marca un valor de poder frenado, sino un valor de fluencia, para el cual, la concentración de defectos es suficientemente alta como para que el material llegue a amorfizar.

Al generar una barrera óptica amorfa de índice de refracción menor al sustrato, se crea una guía de onda en la superficie del material. Además, esta barrera tiene la propiedad de ser muy homogénea y abrupta. Así, las guías de onda fabricadas por este método, tienen un perfil de índice de refracción tipo escalón, ver Figura 4.7. Lógicamente la barrera amorfa es isótropa, por lo que las guías tienen el poder de confinar luz con cualquier polarización. Además, el índice de refracción de la barrera amorfa es muy bajo ($n=2,10$) [6] por lo que el salto de índice es muy grande (0.2 para índice ordinario y 0.1 para índice extraordinario). Todo ello da como resultado guías de onda de alto poder confinante.

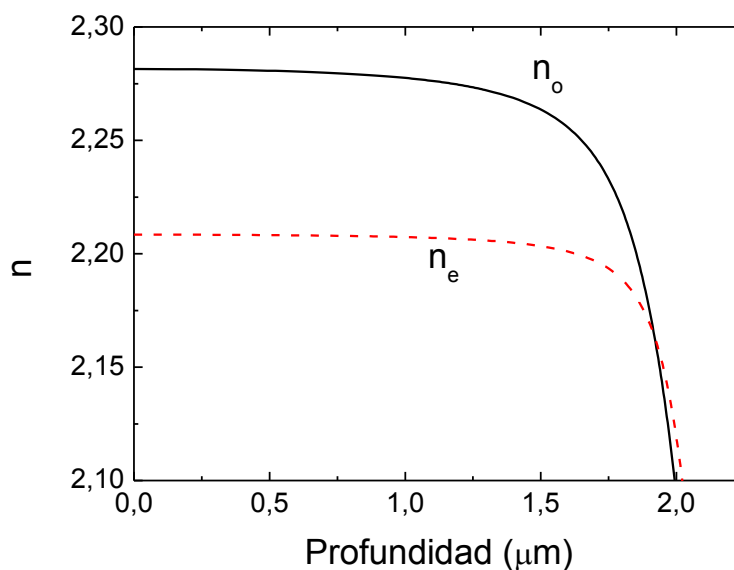


Fig. 4.7 Perfil de índice de refracción típico de una guía de onda SHI fabricada mediante irradiación con iones de F con una energía de 30 MeV.

En general, para este tipo de irradiación las fluencias necesarias para generar la capa amorfa suelen ser de $1-4 \times 10^{14}$ ion/cm². Estos valores son mucho menores (2-3 órdenes de magnitud) que los usados en implantación convencional y similares a los utilizados en la implantación media. Sin embargo, las guías obtenidas mediante irradiación SHI por daño acumulativo, tienen una barrera óptica mucho más ancha (ver Figura 4.4.c) y el salto de índice es mucho mayor [5, 7,8].

Las guías SHI por daño acumulativo, han sido las utilizadas en esta tesis, tanto por las buenas propiedades que ya habían demostrado, como por el gran potencial que se les supone. El F ha sido el ion mayoritariamente utilizado, que como se puede apreciar en la Figura 4.3, tiene un máximo de poder de frenado en torno a 3,5 KeV/nm, por lo que produce amorfización por daño acumulativo.

Al comienzo de esta tesis, las guías de onda por daño acumulativo, estaban aún en una fase muy temprana de su desarrollo. Los perfiles de índice eran ya bien conocidos, y por lo tanto, también su poder confinante. Aunque se habían llegado a obtener pérdidas de propagación de 1 dB/cm [5], la dispersión de las mismas era muy grande y se movían en un rango de 1-10 dB/cm. El daño óptico, había sido estudiado muy someramente [9] y aun no se habían utilizado en ninguna aplicación.

Capítulo 5

Fabricación y caracterización.

5.1. Acelerador de iones del CMAM.

Todas las guías de onda utilizadas en este trabajo, han sido fabricadas en el acelerador de partículas situado en el Centro de Microanálisis de Materiales de la Universidad Autónoma de Madrid (CMAM). Se proporcionaron los sustratos al CMAM procedentes de la casa Photox, ya cortados. Durante las irradiaciones hemos estado siempre presentes, ya que el control de los parámetros de las mismas, influyen directamente en la calidad de la guía.

El acelerador es lineal de tipo tándem [4]. Este tipo de aceleradores consiste básicamente en una fuente de iones, los cuales son acelerados por una diferencia de potencial, generalmente de entre 2 y 10 MV. A continuación, se describen de manera breve las diferentes partes del acelerador [142].

La fuente de iones de pulverización catódica negativa (modelo HVE-860) es la encargada de la producción de los iones, los cuales proceden de átomos de un blanco sólido. Esta fuente, es capaz de producir casi todos los elementos de la tabla periódica, aunque algunos como O, F ó Cl son mucho más prolíficos. Funciona bombardeando dicho blanco con iones de Cs, los cuales son acelerados por una diferencia de potencial. Los iones que son extraídos del blanco pasan a través de una capa de Cs la cual cede electrones a los iones aumentando la proporción de iones negativos.

Tras salir de la fuente, el haz de iones es focalizado mediante un sistema de lentes tipo Einzel, y a través de un imán que actúa como selector de masas, se permite sólo el paso del ion requerido para la irradiación. Más tarde, el haz se acelera en el tubo de aceleración, mediante una diferencia de potencial, que puede llegar a ser de 5 MV para este acelerador en concreto.

Hacia la mitad del tubo de aceleración está el terminal de voltaje y a continuación una región de potencial constante, en la cual se inyecta N_2 a una presión determinada para que los átomos cedan electrones al gas de forma efectiva. Esta zona es conocida como stripper. Así, los iones que llegaron siendo negativos, salen del stripper siendo positivos para volver a ser acelerados hasta el final del tubo de aceleración.

El estado de carga a la salida del stripper, es una función con una cierta distribución de probabilidad, no obstante en este trabajo en particular, en el que el ion más utilizado ha sido el F, los estados de carga usados en las irradiaciones, han sido 4^+ y 5^+ que son a su vez los más prolíficos para este ion.

A la salida del tubo de aceleración, hay otro sistema destinado a la focalización del haz de iones formado por cuádruplos electrostáticos, finalmente hay un imán que dirige el haz a la línea experimental y además selecciona el estado de carga deseado.

5.2. Irradiación.

Una vez que los iones salen del tubo de aceleración, el haz se dirige hacia dos rendijas que controlan su tamaño, para posteriormente pasar a la cámara de vacío. En esta cámara se mantiene la presión a 10^{-6} mbar, dicha presión se alcanza mediante una bomba turbomolecular. Dentro de la cámara se halla un goniómetro, donde se monta el portamuestras con los sustratos a irradiar. El goniómetro es de tres ejes, de la casa Panmure Instrumets [143] y permite girar el portamuestras 360° alrededor de los ejes X e Y (ángulos phi y theta respectivamente) y 60° en el eje Z (tilt). También permite un desplazamiento vertical de hasta 22 mm. En la Figura 5.1 se muestra el goniómetro junto con los grados de libertad anteriormente indicados. Imagen tomada de la referencia [8].

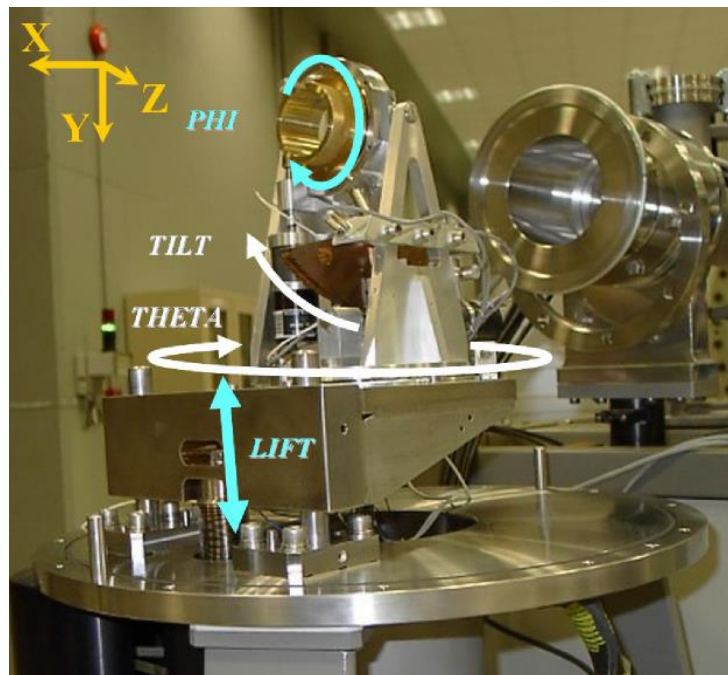


Fig. 5.1 Fotografía de goniómetro utilizado para la irradiación de las muestras. En la figura están representados también los grados de libertad disponibles. Imagen tomada de la referencia

Para la irradiación, las muestras se colocan en un portamuestras el cual se encaja en el goniómetro. Concretamente en el centro de la zona que marca el ángulo phi en la Figura 5.1. En este trabajo se han utilizado dos tipos de monturas para las muestras, ambas se pueden ver en la Figura 5.2.

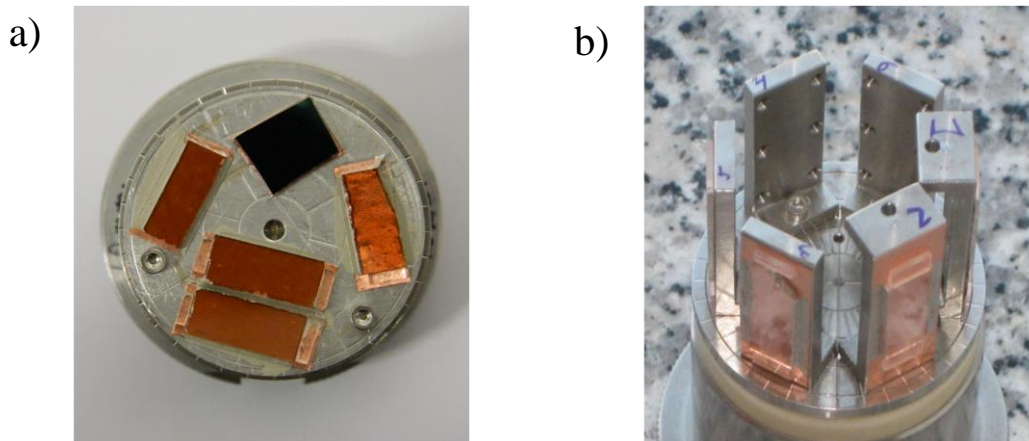


Fig. 5.2 Fotografía de los dos tipos de monturas utilizadas durante la irradiación. La montura a) es la utilizada para irradiar con ángulos comprendidos entre la normal y 60° con respecto a esta. La montura b) permite irradiar en ángulos entre 30° y 90°

La primera geometría (Figura 5.2.a), consiste en montar las muestras directamente sobre el portamuestras. Esto permite mediante rotación del tilt, irradiar las muestras con un ángulo de hasta 60° con respecto a la normal al plano de la muestra. Para ángulos superiores a 60° las muestras se montan en unas torretas, que posteriormente se atornillan al portamuestras (Figura 5.2.b). De esta forma con el tilt a 0° , el haz es paralelo al plano de la muestra. Con esta montura se puede irradiar con ángulos comprendidos entre 30° y 90° con respecto a la normal a la muestra. En ambos casos las muestras se pegan mediante cinta de cobre y se pintan los laterales con pintura de plata para relajar la carga generada en el cristal durante la irradiación.

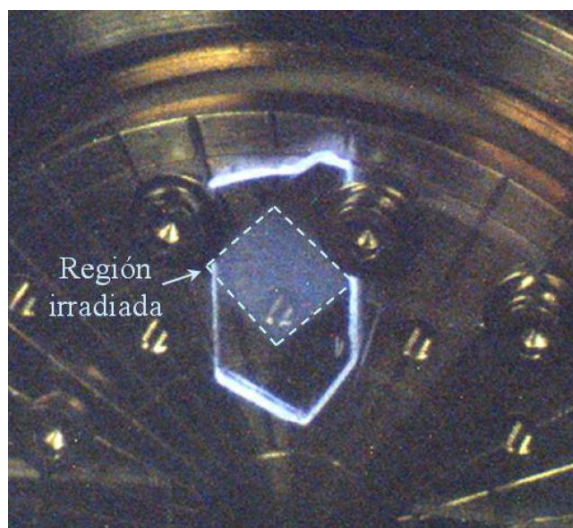


Fig 5.3 Imagen de la homogeneización del haz a través de luminiscencia de una muestra de SiO_2 .

La homogeneidad del haz se ajusta a través de la luminiscencia de una muestra de SiO_2 que también se coloca en el portamuestras (ver Figura 5.3 tomada de la referencia [8]). Para ello se utiliza una cámara CCD de la casa Kappa modelo DX20N. Esta pieza de SiO_2 también se utiliza para calcular el área transversal del haz de iones. Una vez conocidos el área de irradiación, y

determinada la fluencia y el estado de carga del ion, se puede calcular de manera sencilla la carga total a suministrar a la muestra mediante la ecuación 5.1.

$$Q_{total} = \Phi \cdot S \cdot Q_{ion} \quad (5.1.)$$

Donde Φ es la fluencia en iones/cm², S es la superficie de irradiación y Q_{ion} es el estado de carga del ion utilizado.

Para calcular la carga que está llegando a la muestra, se mide e integra la corriente de forma que una vez alcanzada la carga total calculada como se describe en el párrafo anterior, se corta el haz de iones. En general se han utilizado corrientes entre 50 y 100 nA, con las que se consiguen fabricar guías de onda en tiempos en torno a 30 minutos sin dañar la muestra.

Debido a que los parámetros de irradiación que definen la guía de onda son: el ion utilizado en la irradiación, su energía, la fluencia y el ángulo de irradiación, de ahora en adelante usaremos la siguiente nomenclatura para nombrar a las guías de onda: ION Energía(MeV)-Fluencia (ion/cm²)-ángulo. Así una guía nombrada F30-3e14-70 corresponde a una guía irradiada con F con una energía de 30 MeV, una fluencia de 3×10^{14} iones /cm² y un ángulo de irradiación de 70° con respecto a la normal al plano de la guía.

5.3. Tratamientos térmicos.

La fabricación de las muestras finaliza con un tratamiento térmico. Este tratamiento es necesario, pues la irradiación produce centros de color que generan absorción y centros de scattering que generan dispersión. Las muestras recién irradiadas apenas propagan unas pocas décimas de mm, y aunque se pueden hacer medidas como las de modos oscuros, es tras estos tratamientos, cuando se convierten en completamente funcionales. En el presente trabajo todas las guías de onda utilizadas, han sido sometidas a diferentes tratamientos térmicos. Dichos tratamientos se han hecho en atmosfera de aire en un horno tubular controlado por un controlador Eurotherm, el cual proporciona una precisión de decimas de °C.

5.4. Determinación del perfil de índice de refracción

Para la determinación de los perfiles de índice de refracción de las guías de onda, se ha seguido el procedimiento de medir los índices efectivos por la técnica de modos oscuros y posteriormente reconstruir el perfil mediante el algoritmo IWKB. A continuación se describe la técnica completa en detalle.

5.4.1. Medida de índices efectivo. Técnica de modos oscuros.

Como se vio en el capítulo dedicado a las guías de onda, la principal característica de las mismas, es que el campo electromagnético sólo puede existir en su interior si el vector de onda de la luz forma un cierto ángulo con la normal a la superficie de la guía. Estos posibles ángulos forman un conjunto de valores discretos y determinan los índices efectivos a través de la expresión 2.4. Por lo tanto la medida de los índices efectivos consiste en determinar ese conjunto discreto de ángulos.

Para realizar esta medida se ha utilizado un láser de He-Ne de longitud de onda $\lambda=632.8$ nm. Para acoplar la luz a la guía se ha usado un prisma de rutilo (TiO₂) cuyo índice de refracción n_p ($n_o=2,5831$, $n_e=2.865$) es mayor al índice de refracción de la guía n_g [144,145]. El prisma se

coloca sobre la superficie de la guía y mediante una torreta diseñada para este propósito, se hace presión para disminuir la capa de aire entre el prisma y la guía, cuando esta capa es lo suficientemente estrecha como para que la onda evanescente que sale del prisma pueda penetrar en la guía, se consigue el acoplo de la luz para los ángulos correspondientes a un modo de la guía.

La medida experimental del ángulo entre el vector de onda de la luz acoplada y la normal al plano de la guía no es directa, sino que se mide $\phi_{exp} = \phi_1 + \phi_2$, el cual viene descrito por medio de la Figura 5.4.

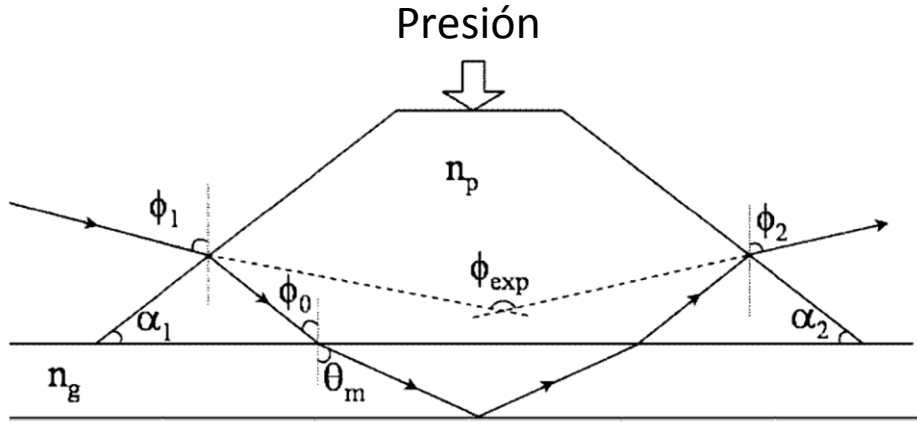


Figura 5.4 Representación esquemática de un acoplo por prisma, y los diferentes ángulos utilizados en la medida de ϕ_{exp} , y el cálculo de los índices efectivos a partir de este.

A partir de la medida del ángulo ϕ_{exp} para el cual la luz se acopla a la guía, se puede, utilizando las expresiones trigonométricas dadas por las ecuaciones 5.2, llegar a una expresión para el ángulo de guiado θ_m , y por tanto también para el índice efectivo.

$$N_{ef} = n_p \sin \left[\alpha_1 - \arcsen \left(\frac{1}{n_p} \cdot \sin(\alpha_1 - \phi_1) \right) \right] \quad (5.2.a)$$

$$N_{ef} = n_p \sin \left[\alpha_2 - \arcsen \left(\frac{1}{n_p} \cdot \sin(\alpha_2 - \phi_2) \right) \right] \quad (5.2.b)$$

Conocidos los ángulos de prisma α_1 y α_2 medido el ángulo ϕ_{exp} , estas dos ecuaciones junto con la ecuación $\phi_{exp} = \phi_1 + \phi_2$, forman un sistema que ha de ser resuelto por métodos numéricos y el cual nos proporciona el valor del índice efectivo para cada uno de los ángulos medidos experimentalmente.

El sistema experimental utilizado en la medida del ángulo ϕ_{exp} esta descrito esquemáticamente en la Figura 5.5.

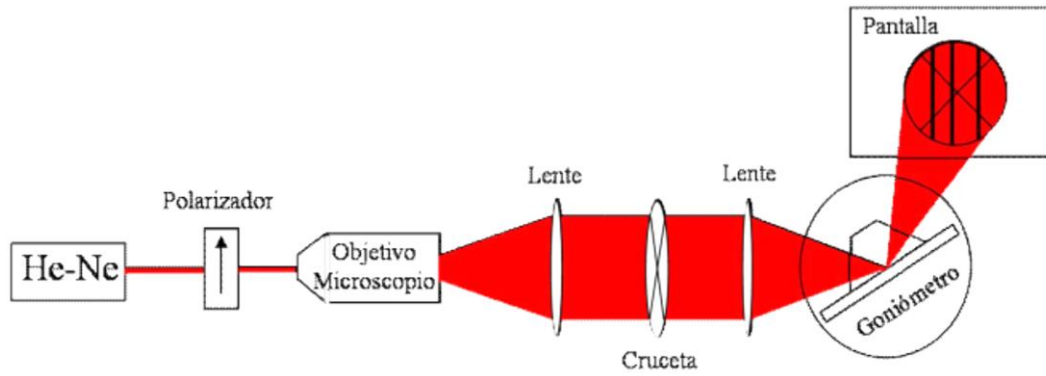


Fig. 5.5 Montaje experimental para la medida, mediante la técnica de modos oscuros, de los valores de los índices efectivos en guía de ondas planar.

La luz proveniente del láser de He-Ne, pasa en primer lugar por un polarizador, después, un sistema compuesto por un objetivo de microscopio y un lente, expande y colima el haz. En este punto se sitúa una cruceta que servirá de referencia para la medida del ángulo de los modos oscuros. A continuación una nueva lente focaliza el haz sobre la base del prisma en el lugar donde se produce el contacto óptico entre el prisma y la guía. Al focalizar en un cono ancho, se consigue incidir con un continuo de ángulos sobre la guía. Tras reflejarse en la base del prisma, la luz se proyecta en una pantalla. Para aquellos ángulos que cumplen la condición de guiado la luz se acopla a la guía y aparecen en la pantalla unas líneas oscuras como se ve en la Figura 5.6.

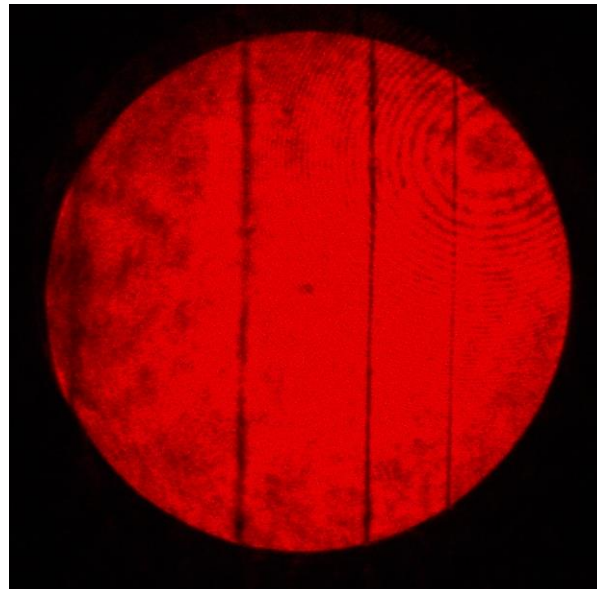


Fig. 5.6. Fotografía del haz reflejado sobre la base de un prisma sobre una guía de onda SHI. Las líneas oscuras corresponden a los ángulos de los modos guiados. De su mitad se extrae el valor de los índices efectivos.

Para la medida de ϕ_{exp} se sitúa la cruceta encima de una de las líneas oscuras y se toma la lectura del goniómetro, a continuación se gira todo el montaje y se ilumina el prisma por la cara contraria, de nuevo se vuelve a situar la cruceta sobre la línea correspondiente al mismo modo medido anteriormente. De la diferencia de ambas lecturas en el goniómetro se obtiene el ángulo ϕ_{exp} .

5.4.2. Medida de resonancias

La medida de las llamadas resonancias de una capa superficial de índice de refracción inferior al sustrato, consiste en la determinación de una serie de ángulos para los cuales las reflexiones en las dos intercaras de la capa interfieren destructivamente [146]. En nuestro caso es una herramienta muy útil para estimar la anchura de las barreras amorfas de las guías SHI. A continuación vamos a describir los fundamentos físicos, la medida y como obtener información de este fenómeno.

Para la caracterización de capas superficiales cuyo índice de refracción sea inferior al del sustrato, se ha de usar una técnica diferente a la descrita en el apartado anterior. En este caso no se produce el fenómeno de la reflexión total interna y por lo tanto no se puede guiar la luz en estas estructuras. No obstante hay un efecto que genera también líneas oscuras en la pantalla y a través del cual se pueden caracterizar este tipo de capas, siempre y cuando sean de tipo escalón.

En la Figura 5.7 está representado esquemáticamente el camino que sigue la luz al acoplar la luz mediante un prisma en una estructura de este tipo. Supongamos una capa superficial de espesor h , e índice de refracción n_i , de tal forma que tanto el índice de refracción del prisma n_p , como el índice de refracción del sustrato n_s , son superiores a n_i . Cuando la luz llega a la primera frontera $n_p - n_i$, parte de ésta se refleja y parte es transmitida, en la segunda frontera $n_i - n_s$ ocurre lo mismo, y la parte que es reflejada en esta segunda frontera, vuelve a emerger a la primera región n_p e interfiere con la onda generada en la primera reflexión. Así, si la segunda onda acumula un desfase que sea un múltiplo impar de veces π , hay un mínimo en la intensidad de la luz que se proyecta en la pantalla, produciendo líneas oscuras.

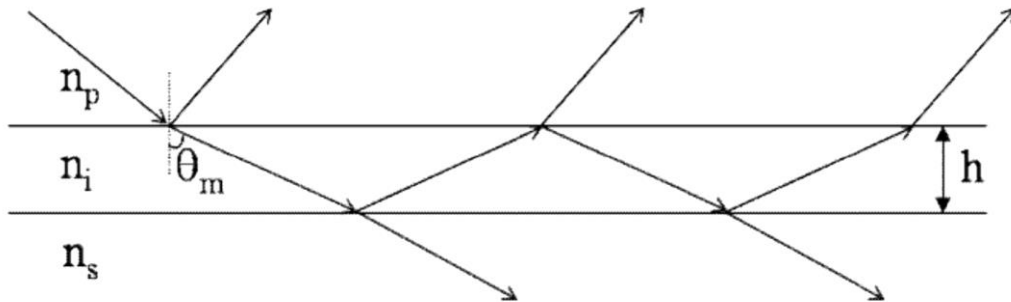


Fig. 5.7 Esquema del camino seguido por la luz en una capa superficial de índice inferior al sustrato. Las resonancias surgen de la interferencia destructiva entre las ondas generadas en la reflexiones p-i y i-s

Para encontrar la condición en la que se generan las líneas oscuras debidas a las resonancias, hay que tener en cuenta cómo se comporta la luz en cada una de las reflexiones la diferencia de camino óptico camino óptico de las ondas involucradas.

En la primera reflexión $n_p - n_i$ y teniendo en cuenta que el ángulo es menor al ángulo crítico, ya que en caso contrario no habría onda transmitida, el cambio de fase es 0 para ambas polarizaciones. En la segunda reflexión el cambio de fase de la onda es de π para ambas polarizaciones [38].

La diferencia de fase debida a la diferencia de camino óptico entre la onda reflejada en la primera frontera, y la reflejada en la segunda frontera, se puede expresar a través de la siguiente expresión.

$$\Delta\delta = 2k_0 n_i h \cos \theta_m \quad (5.3)$$

Si a la expresión anterior le sumamos el cambio de π de la reflexión $n_i - n_s$, obtenemos la diferencia de fase entre las ondas, y como esa diferencia debe ser igual a un múltiplo impar de π , obtenemos la condición para las resonancias:

$$2k_0 n_i h \cos \theta_m + \pi = (2m + 1)\pi \quad (5.4)$$

Al igual que hicimos con los modos en el apartado 2.1.1 se puede definir un índice efectivo para las resonancias

$$N_{ef} = n_i \sin \theta_m \quad (5.5)$$

Si introducimos 5.5. en 5.4. se obtiene la dependencia de N_{ef} con el índice de la resonancia

$$N_{ef}^2 = n_i^2 - \left(\frac{\lambda_0}{2h}\right)^2 (m + 1)^2 \quad (5.6)$$

De esta expresión se desprende que conocidos el valor de los índices efectivos de la resonancias, si estos se elevan al cuadrado y se representan frente a $(m + 1)^2$, se obtiene una recta, de cuya pendiente se puede extraer la anchura de la capa, y del corte de la recta con el eje de ordenadas se puede obtener el valor del índice de refracción en la superficie.

Tanto la medida del ángulo ϕ_{exp} como la obtención de los índices efectivos, se hace manera totalmente análoga al caso de modos guiados, ya que la obtención de estos está basada en expresiones trigonométricas validas en ambos casos.

Como hemos comentado al principio de este apartado, en este trabajo vamos a usar la medida de la resonancias para la determinación experimental del espesor de la capa amorfa (barrera óptica) de nuestras guías. Para ello hay que hacer algunas consideraciones. En primer lugar, todo el desarrollo anterior se ha hecho para una capa superficial de índice de refracción inferior al del sustrato que la contiene. En las guías SHI esta capa de índice de refracción inferior se encuentra enterada a unas pocas micras de la superficie.

Por esta razón habría que variar el desarrollo teórico y tener en cuenta el camino óptico no solo en la capa de índice de refracción inferior, sino también en la capa cristalina de la superficie. Se puede demostrar que en este caso si el índice de refracción de la capa enterrada y el del sustrato no son muy diferentes, la curva N_{ef}^2 vs $(m + 1)^2$ se puede aproximar también a una recta, con la única diferencia, de que en este caso, la pendiente da cuenta de la anchura de la capa superficial más la capa enterrada.

En segundo lugar hay que tener en cuenta que el índice de la primera resonancia que se observa, es igual al índice del último modo guiado más uno. Esto es debido a que los ángulos que corresponden a las primeras resonancias no son accesibles debido a que están en condición de reflexión total en la capa superficial.

5.4.3. Reconstrucción del perfil de índice de refracción.

La técnica usada en este trabajo en la reconstrucción del perfil de índice de refracción ha sido la denominada IWKB inversa [147]. Si nos detenemos en la ecuación de una guía de onda plana para modos TE, expresada por la ecuación (2.9). es fácil ver que es formalmente idéntica a la ecuación de Schrödinger [39]. Así se pueden usar los métodos desarrollados para resolver esta ecuación en la reconstrucción del perfil de índice de refracción, concretamente usaremos el desarrollado por Wentzel–Kramers–Brillouin [148,149]. Este método utilizado de forma inversa permite obtener un perfil de índice de refracción conocidos los índices efectivos de la guía de onda y es conocido con método IWKB. El método utiliza la siguiente expresión:

$$k \int_0^{x(m)} \sqrt{n_g^2(x) - N^2(m)} dx = m\pi + \phi_r + \phi_s \quad (5.7.)$$

Donde $N(m)$ es el índice efectivo del modo m , y $x(m)$ su punto de retorno, es decir

$$n(x(m)) = N(m) \quad (5.8.)$$

El método IWKB consiste en construir una función continua de índice efectivo $N(m)$, ajustando, mediante la técnica de mínimos cuadrados, un polinomio a los valores medidos de los índices efectivos. Hallando el valor de $N(-0.75)$ de esta función, obtenemos el índice en la superficie, donde $m_0 = -0.75$ se obtiene de hacer $x(m_0) = 0$ en 5.8. A partir de aquí, la integral 5.7. se convierte en una suma discreta a intervalos elegidos arbitrariamente, y se van hallando de forma iterativa los puntos de retorno de los valores de $N(m)$ que marcan los intervalos, puntos que nos proporcionan, de manera discreta, el perfil de índice $n_g(x)$.

Pese a que hay infinitos perfiles de índice de refracción matemáticamente compatibles con los índices de refracción medidos, considerando únicamente los perfiles físicamente posibles el error para este método está entre el 10 y el 15 % [8].

5.5. Medida de pérdidas de propagación

Uno de los parámetros fundamentales que caracterizan el funcionamiento de la guías de onda, son las pérdidas de propagación, definidas por la expresión $I = I_0 \cdot \exp(-\alpha L)$ donde α es el coeficiente de extinción.

Una de las mayores dificultades en la medida de pérdidas de propagación, es conocer con exactitud la potencia total que se está acoplando a la guía. En este trabajo se ha utilizado una técnica [150] en la que no es necesario conocer ese dato, y esto facilita enormemente la medida. La técnica consiste en evaluar el decaimiento exponencial de la luz dispersada por la guía, asumiendo, que ésta es proporcional en todo momento a la luz que permanece en la misma. Esta técnica en general se adapta bien a guías de onda para las cuales la fuente principal de pérdidas sea el esparcimiento (scattering) y su sensibilidad permite medir valores de hasta 0.2 dB/cm.

Para llevar a cabo la medida, se acopla la luz a la guía con un prisma de rutilo. Con la luz propagándose por la guía, se toma una imagen de la superficie de la misma. La cámara usada para ello fue una tipo CCD (Charged Coupled Device) de la marca Thorlabs, modelo DC111, con 8 bits de sensibilidad nominales. De esta imagen, mediante un programa, se extrae una curva de intensidad (en unidades arbitrarias) frente a la longitud de propagación. En la Figura 5.8 se observa una de estas imágenes junto con la curva de intensidad frente a longitud.

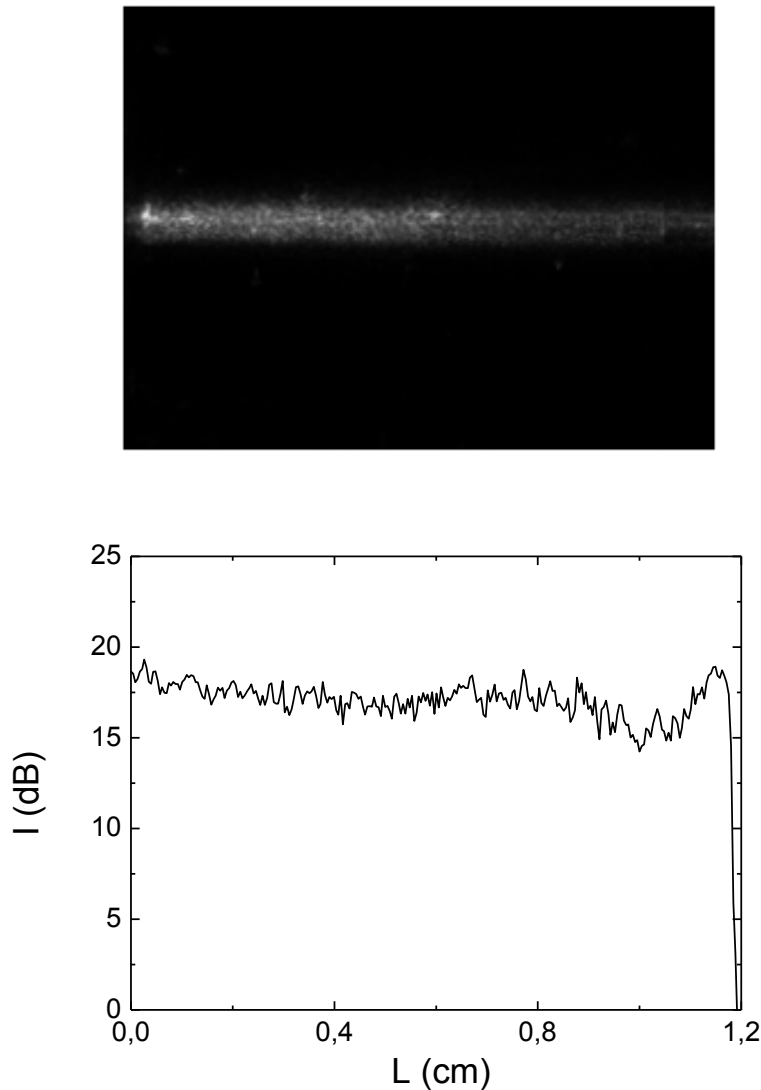


Fig. 5.8 a) Fotografía de la luz dispersada por la guía al propagares el modo fundamental. b) Curva de intensidad en dB, frente a longitud de propagación. Del ajuste lineal de esta última, se extrae el valor de las pérdidas de propagación.

Teniendo en cuenta que las pérdidas de propagación se suelen expresar en dB/cm, donde

$$1 \text{ dB} = 10 \cdot \log \left(\frac{I}{I_0} \right) \quad (5.9.)$$

el valor de las pérdidas de propagación está determinado por la pendiente de la recta que ajusta los datos de la Figura 5.8.b.

5.6. Medida de coeficientes no lineales.

La determinación de los coeficientes no lineales se ha llevado a cabo con una técnica [151,152] que usa luz de una longitud de onda para la cual es LiNbO_3 presenta una alta absorción en la onda de segundo armónico. Con esta técnica se recoge información sólo de los primeros nanómetros de la superficie del material, mientras que las contribuciones al segundo armónico del sustrato son absorbidas.

En la Figura 5.9 se muestra de manera esquemática el montaje experimental utilizado para la medida de los coeficientes no lineales en el rango de alta absorción.

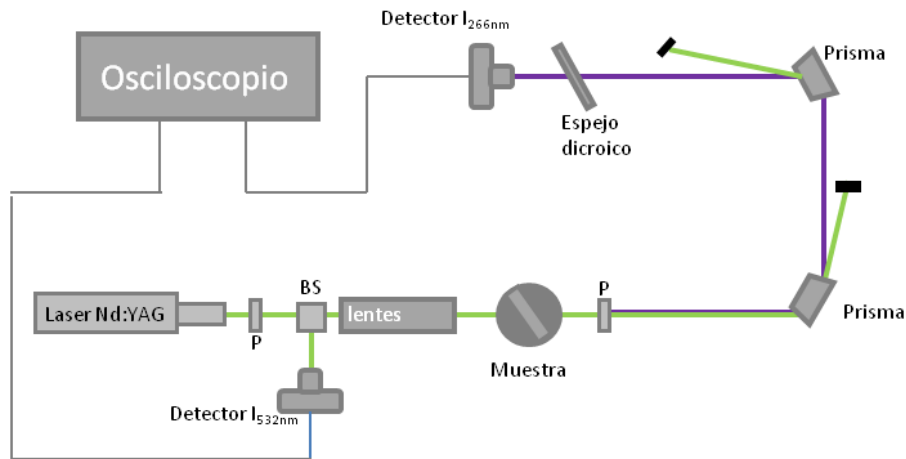


Fig 5.9 Montaje experimental para la medida de coeficientes no lineales. P, polarizador; BS, divisor de haz;

Un haz de luz de 532 nm proveniente de un láser de Nd:YAG doblado, incide en la superficie de la muestra y es transmitido a través de esta. A medida que el haz de luz verde atraviesa la muestra, se genera el segundo armónico en el interior de la misma. Al tener la luz ultravioleta generada una longitud de onda más corta que la del borde de absorción del LiNbO_3 , es fuertemente absorbida por el material. Así, sólo la luz generada en una capa muy delgada en la superficie (40 nm) consigue emerger del material y es recogida por el detector. Debido a que la luz ultravioleta que supera la muestra de LiNbO_3 es en torno a 10^{-9} veces más pequeña que el haz fundamental, se utilizan dos prismas Pellin Broca para separar angularmente ambos haces. Después un espejo dicróico refleja la luz verde restante. Una vez filtrada, la luz ultravioleta, es recogida en un fotomultiplicador de AsGa conectado a un osciloscopio.

La medida de la intensidad de segundo armónico recogida por el fotomultiplicador, es proporcional a $\left(d_{ij}/\alpha\right)^2$ y al cuadrado de la intensidad fundamental [153]. Así si asumimos que el coeficiente absorción es el mismo en la guía y en el sustrato y medimos una referencia de intensidad para el haz fundamental se puede extraer un valor para el coeficiente no lineal en unidades arbitrarias. A continuación se hace la misma medida para una muestra de LiNbO_3 puro, y así obtenemos el valor relativo a esta última muestra del coeficiente no lineal considerado.

Nótese que los coeficientes no lineales forman un tensor, y para seleccionar cada una de las componentes del tensor hay que fijar la polarización del haz fundamental y el haz doblado mediante los dos polarizadores que aparecen en la figura. En general el coeficiente más relevante para el LiNbO_3 es el d_{33} por ser el mayor. Para poder medir este coeficiente la polarización del haz fundamental debe ser paralela al eje C, de ahí que para muestras corte Z, la incidencia de la luz no puede ser perpendicular a la muestra y ésta se coloca en una plataforma rotatoria que también esta mostrada en la figura.

Capítulo 6

Técnicas experimentales en daño óptico.

Debido a que la caracterización del daño óptico es clave en este trabajo, y a la complejidad de este fenómeno, hemos utilizado varias técnicas experimentales para caracterizar diferentes efectos.

6.1. Cambio de índice de refracción fotorrefractivo.

Como ya se vio en el capítulo 3, dedicado al efecto fotorrefractivo, cuando un haz de luz suficientemente intenso atraviesa una material con esta propiedad, se generan cargas que se redistribuyen inhomogéneamente produciendo un campo eléctrico dentro del material. Este campo, genera por efecto electroóptico, un cambio de índice. Este cambio de índice tiene efectos muy importantes, ya que puede hacer perder la condición de ajuste de fase en dispositivos dobladores de frecuencia, produce deformación en el haz y en general es el responsable de efectos no deseados que perturban la propagación de la luz en el material.

La medida del cambio de índice fotorrefractivo se ha llevado a cabo usando un montaje experimental interferométrico [154,155], el cual se muestra en la Figura 6.1. El daño óptico se genera mediante el haz de 532 nm procedente de un láser de Nd:YAG, y se detecta interferométricamente mediante el haz de prueba de 633 nm, procedente de un láser de He-Ne, por ser esa longitud de onda poco eficiente en la generación de daño.

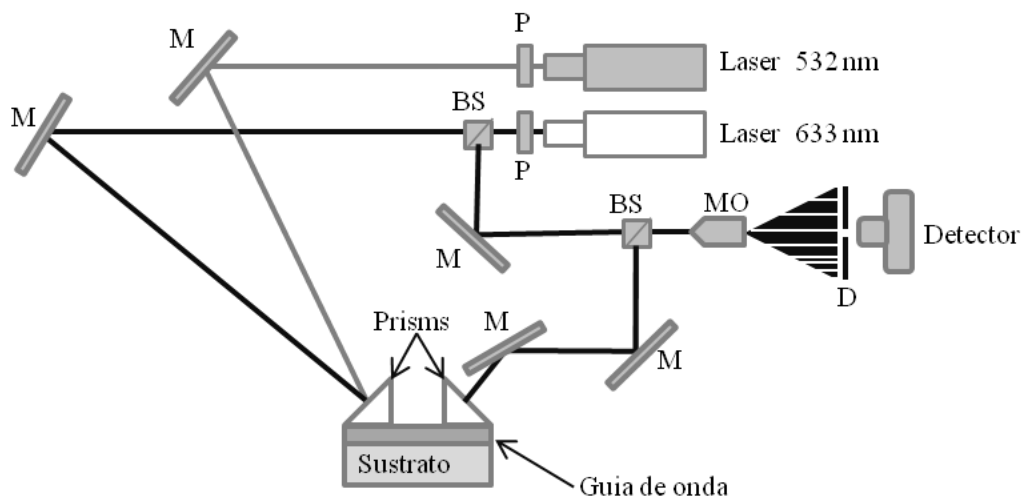
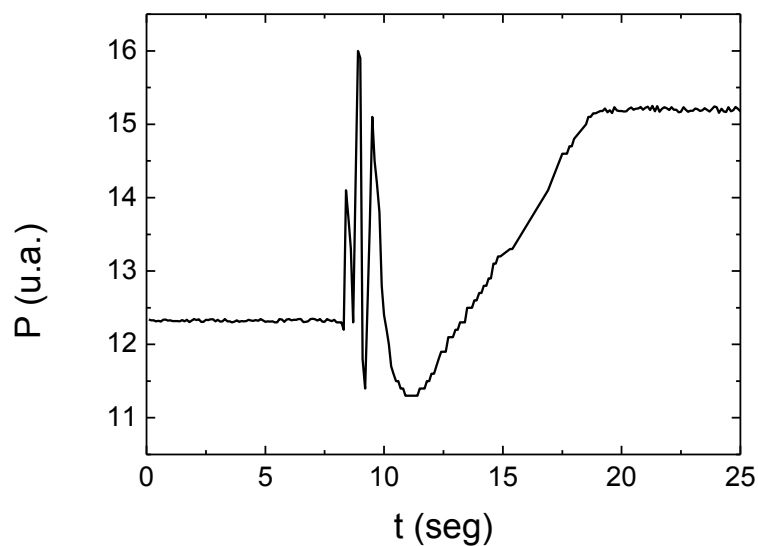


Fig 6.1. Montaje experimental para la medida interferométrica del cambio de índice fotorrefractivo. P, Polarizador; M, Espejos; BS, divisor de haz; MO, objetivo de microscopio; D, diafragma

Según se ve en la figura 6.1 para el haz rojo se monta un interferómetro tipo Match-Zehnder. El haz es dividido en dos mediante un divisor de haz, uno de los dos haces es acoplado a la guía de onda mediante un prisma de rutilo, y tras propagarse por la misma es desacoplado por otro prisma del mismo material. Tanto este haz que ha atravesado la guía, como el primero que viaja por el aire, son dirigidos mediante espejos a un nuevo divisor de haz donde se los hace interferir. A continuación se coloca un objetivo de microscopio para expandir el patrón de interferencia y después un detector. Debido a que la medida se basa en determinar el desplazamiento del patrón de interferencia, previamente al detector se coloca un iris, el cual debe ser más pequeño que una de las franjas del patrón.

Una vez montado el interferómetro de la forma indicada en el párrafo anterior, se genera el cambio de índice fotorrefractivo mediante el haz de luz verde. Para ello se usa un láser de Nd:YAG de 532 nm, que se acopla a la guía mediante el mismo prisma de rutilo. El láser a 532 nm es muy eficiente en la generación de daño óptico, y al atravesar el material, induce un cambio de índice y por tanto el camino óptico de uno de los brazos del interferómetro cambia, produciendo un desplazamiento del patrón de interferencia. Este desplazamiento del patrón de interferencia es recogido por el detector como una variación sinusoidal de la potencia. Una señal típica medida tras acoplar el láser verde se muestra en la Figura 6.2.



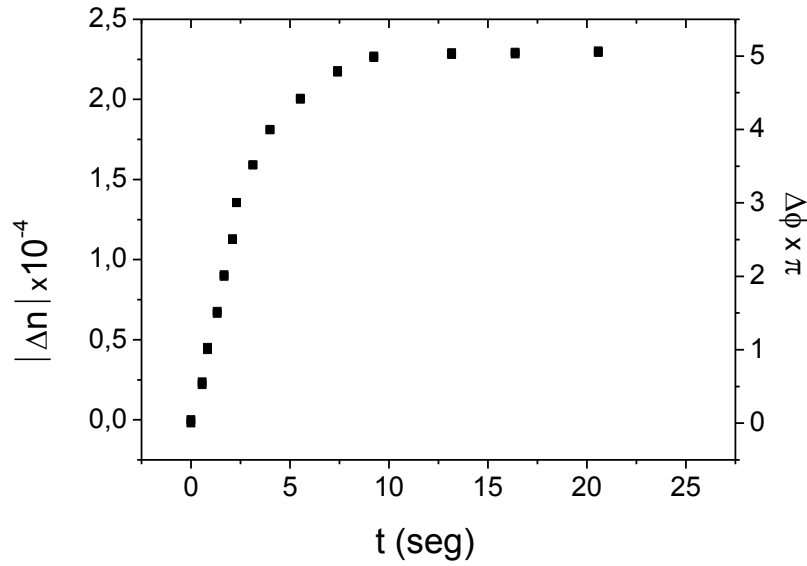


Fig 6.2. a) Evolución temporal de la potencia que pasa por el diafragma en el montaje experimental de la figura 6.1. y que puede traducirse en un cambio de fase en el brazo que atraviesa la guía. b) Cambio en el índice de refracción calculado a partir del cambio de fase en el brazo del interferómetro que atraviesa al guía en el montaje de la figura 6.1.

A partir de una figura como la anterior se puede extraer el retraso en la fase que sufre la luz que atraviesa el material y que se relaciona con el cambio de índice de refracción por medio de la siguiente expresión:

$$\Delta\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} d\Delta n_{ef}(t) \quad (6.1.)$$

Donde $\Delta\phi$ es el cambio de fase extraído de la Figura 6.2.a y d es la longitud de propagación dentro del material.

De la anterior ecuación se puede calcular el cambio de índice para cada instante de tiempo, y obtener así la dependencia temporal, ver Figura 6.2.b. Nótese que el cambio de índice alcanza un valor de saturación a los pocos segundos. A este valor le llamaremos Δn_{sat} y será el que consideraremos en las medidas.

Una vez descrito el montaje experimental, hay que hacer algunas consideraciones que ayudaran a entender esta medida y también las posteriores. El cambio de índice fotorrefractivo depende de la intensidad de la luz. El perfil transversal del haz en la guía es típicamente gaussiano en la dirección sin confinamiento, y tiene forma de $\cos^2 z$ para el modo fundamental en la dirección de confinamiento. El cambio de índice adopta por tanto formas más o menos complejas, siendo la medida por el método anterior, un promedio en la zona iluminada.

6.2. Umbral de daño óptico.

Cuando el haz de luz viaja por un material con un índice de refracción inhomogéneo, sufre una degradación de su perfil transversal. El montaje experimental utilizado para caracterizar esta

degradación es el siguiente [156]. Como fuente de luz se ha usado un láser de Nd:YAG doblado, de longitud de onda $\lambda=532$ nm que puede alcanzar 5 W de potencia en emisión continua.

Antes de la guía, se coloca una lente de distancia focal 30 cm, con esto se consigue acoplar el máximo de potencia a la guía, pues la sección del haz es menor que el área del contacto óptico prisma-guía. La luz focalizada con esta lente, tiene un cuello de 2 cm, por lo que se puede considerar que la luz esta colimada dentro de la guía, ya que el máximo de longitud de propagación investigado ha sido 16 mm.

El montaje experimental se puede ver en la Figura 6.3. Mediante dos prismas de rutilo se acopla y desacopla la luz a la guía. El haz desacoplado se divide en un divisor. El primero se hace pasar a través de un iris colocado a 20 cm del prisma que deja pasar el 70% de la potencia total y a continuación se sitúa un detector. El segundo se envía directamente a un segundo detector.

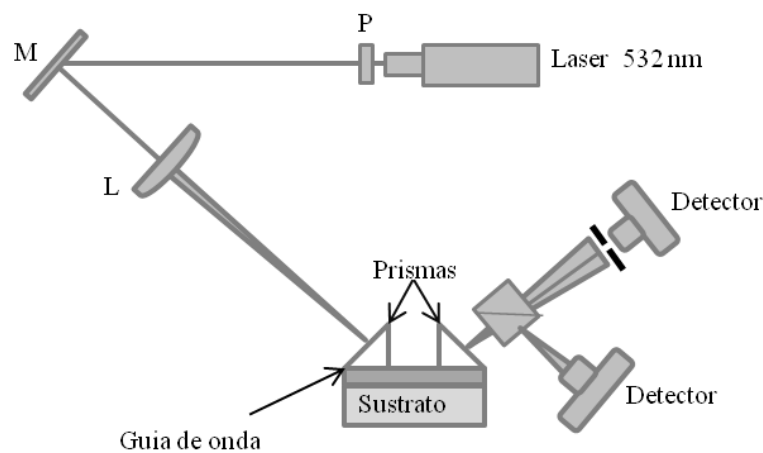


Fig. 6.3 Montaje experimental para la medida del umbral de daño óptico a través de la determinación del punto de pérdida de linealidad de la curva I_{in} frente a I_{out} .

Una vez realizado este montaje se incrementa progresivamente la potencia del láser y se registra la intensidad a la entrada de la guía (I_{in}) y la detectada después del diafragma. Con este último dato se calcula la intensidad (I_{in}) en la guía justo antes de pasar por el prisma de desacoplo. Y se elabora la curva I_{in} frente a I_{out} , que es denominada generalmente, curva característica de daño. La determinación de la intensidad a dentro de la guía será tratada en detalle en la sección 6.4.

A intensidades bajas, las intensidades de entrada y de salida son proporcionales. Pero cuando la intensidad es suficientemente alta como para que empiece a actuar el efecto fotorrefractivo, el haz a la salida se deforma y la potencia que atraviesa el iris pierde la proporcionalidad con la que entra en la guía. Este punto es el que comúnmente se conoce como umbral de daño óptico [157,158].

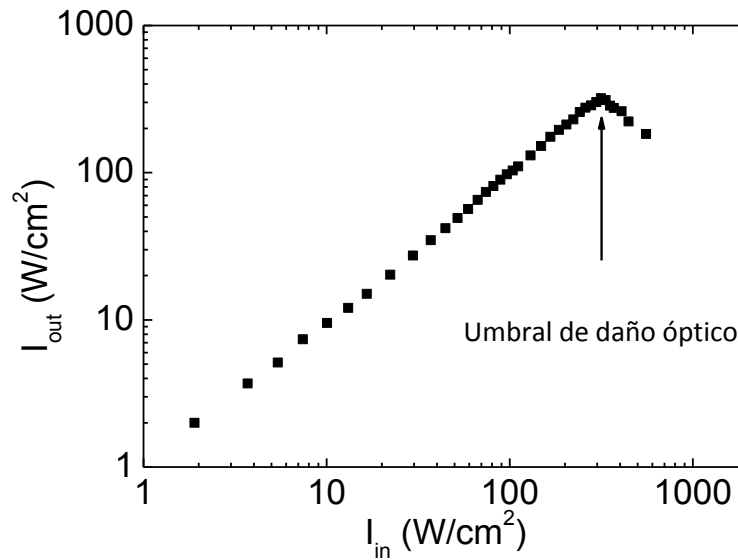


Fig. 6.4 Ejemplo típico de Curva característica de daño óptico. El punto en el que la curva I_{in} frente a I_{out} deja de ser lineal, se considera como el umbral de daño óptico.

En la Figura 6.4 se muestra una medida típica de umbral de daño óptico. En el punto en el que la recta comienza a curvarse, la potencia que atraviesa el iris cambia su relación con la intensidad de entrada por la deformación del haz.

6.3. Perfil del haz dañado.

Otra forma de caracterizar la distorsión del haz sufrida por el efecto fotorrefractivo, es mediante imágenes del perfil transversal del haz luminoso a la salida de la guía. El montaje experimental es muy similar al utilizado en el caso anterior pero aquí se sustituye el iris y el detector por un perfilómetro. El montaje experimental se muestra en la Figura 6.5. Mediante este montaje se puede observar directamente como se deforma el haz en función de la intensidad en la guía.

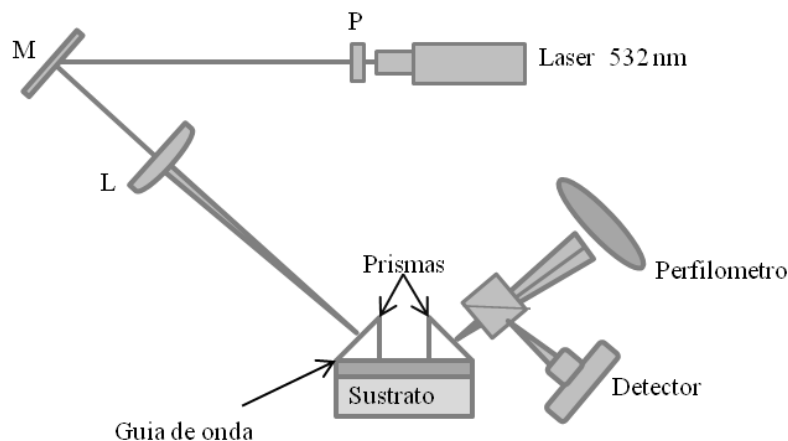


Fig. 6.5 Montaje experimental para la medida del umbral de daño óptico a través de las deformaciones del perfil del haz transversal. El umbral de daño se estima en el punto en el que el haz comienza a deformarse.

La determinación del umbral de daño, se hace aumentando progresivamente la intensidad a la entrada de la guía, a la vez que se visualiza la evolución del perfil transversal a la salida con el perfilómetro. El umbral de daño se sitúa en el punto en el que comienzan las deformaciones de perfil del haz. Nótese la relación que hay entre la pérdida de linealidad en las curvas características de daño, con las deformaciones del haz. Cuando el haz se deforma, la potencia que pasa por el diafragma pierde la linealidad con la intensidad de entrada, lo que se registra en el perfilómetro como un ensanchamiento del haz. Así, ambas técnicas se complementan para dar una visión más completa del fenómeno de umbral de daño óptico.

6.4. Determinación de la intensidad luminosa en la guía.

La determinación de la intensidad dentro de una guía de onda es siempre una medida delicada, máxime cuando el acoplo se hace con prima, ya que el tamaño del contacto óptico puede variar bastante de un experimento a otro, y con él la eficiencia de acoplo.

En este trabajo se ha utilizado un método que fue desarrollado en nuestro laboratorio por Caballero y colaboradores [159]. Consiste en medir la intensidad dentro de la guía a partir de la eficiencia de desacoplo del prisma de salida.

El método, determina la eficiencia del desacoplo del prisma, comparando la salida de luz a través de éste y por el canto de la muestra en varios experimentos diferentes. A partir de estos experimentos se encontró que el prisma desacopla el 60% de la intensidad en corte X y el 70% en corte Z. Con estos datos se calcula la intensidad dentro de la guía con la siguiente expresión.

$$I_g = \frac{1}{\delta_0 T_{ab}} \cdot \frac{P_{out}}{h_m w_b} \quad (6.2)$$

Donde P_{out} es la potencia del haz medida a la salida de la guía y $h_m w_b$ es la sección transversal del haz dentro de la guía, siendo h_m el ancho del perfil o profundidad del modo acoplado ($2\mu\text{m}$) y w_b la anchura del haz dentro de la guía ($80\mu\text{m}$ - 3mm). Los valores del denominador de la primera fracción corresponden a la corrección por el acoplo por prisma, δ_0 es el factor de acoplo mencionado en el párrafo anterior y está entre 0,6 y 0,7, T_{ab} es el factor de Fresnel para la interfase rutilo-aire.

Mediante este método se obtiene un valor para la intensidad que lógicamente no da cuenta del perfil de intensidad dentro de la guía, sino que arroja un valor promedio. En lo sucesivo será a este valor promedio al que nos referiremos cuando hablemos de intensidad en la guía.

Esta técnica de determinación de la intensidad en la guía tiene varias ventajas, sobre toda la facilidad a la hora de aplicarla y la sencillez del montaje experimental. Además el error cometido es moderado, en torno a un 15-20%. Este error, viene dado sobre todo por la incertidumbre en el factor de acoplo por prisma, que puede variar de un experimento a otro, e incluso tiende a disminuir con el tiempo, sobre todo cuando se varía la temperatura. En general todos los datos de intensidad dentro de la guía de onda en este trabajo contienen un error en torno al 15%.

Parte 2

Resultados y discusión.

Introducción

En esta parte de la tesis se muestran y discuten los resultados obtenidos a lo largo del presente trabajo. La caracterización detallada de las guías de onda SHI, ocupará una gran parte de este apartado. Se han caracterizado y optimizado las pérdidas de propagación de las guías, y se ha hecho un estudio minucioso del daño óptico fotorrefractivo tanto en sustratos congruentes como en sustratos dopados con Mg y estequiométricos. También se han explorado posibles aplicaciones de este tipo de guías. Por un lado se ha estudiado su utilidad como dispositivos dobladores de frecuencia. Por otro y como aplicación más novedosa, se han utilizado para el atrapamiento y estructuración de micro y nanopartículas.

Capítulo 7

Análisis y reducción de las pérdidas de propagación en guías de onda SHI.

El primer problema a afrontar para conseguir que las guías de onda SHI pudieran competir con otras guías de LiNbO_3 , era reducir sus pérdidas de propagación, que en ese momento se encontraban en el rango de 1-10 dB/cm, e incluso por encima de estos valores [5,8,160]. Era conocido que mediante tratamientos de recocido a temperaturas entre 250 y 300°C, se pueden eliminar defectos y centros de color producidos en LiNbO_3 por diferentes tipos de irradiación, ya sea implantación clásica (He, H) o implantación con iones semipesados (O, Si) [3,54,128,129]. También se había observado que la temperatura a la que comienza la recristalización de la capa amorfa es de aproximadamente 300°C [161]. No obstante, hasta el momento, no había un protocolo bien definido para obtener de forma regular o sistemática, guías de onda SHI con bajas pérdidas con regularidad.

Para la reducir las pérdidas de propagación, en primer lugar proponemos hacer varios recocidos sucesivos a esa temperatura crítica de 300° C, para comprobar que valor de pérdida se puede alcanzar. A continuación se propone cambiar la técnica aumentando progresivamente la temperatura del recocido, para disminuir aún más las pérdidas. De aquí además se extraen importantes conclusiones acerca de la barrera amorfa. De la información obtenida durante los experimentos anteriores se ha establecido un protocolo para la reducción de las pérdidas de propagación a valores muy competitivos.

7.1. Fabricación y caracterización básica de las guías de onda.

Para este estudio se fabricaron varias guías de onda con los parámetros que se muestran en la Tabla 7.1 mediante irradiación de sustratos congruentes corte Z de LiNbO_3 puro de la casa Photox de 1mm de espesor.

Guía de onda	Ion, energía, ángulo de incidencia	Fluencia (cm^{-2})	Anchura barrera (μm)
Tipo I (A,B)	F, 30 MeV, 70°	3×10^{14}	0.95
Tipo II (C)	F, 30 MeV, 70°	2×10^{14}	0,8
Tipo III (D)	F, 20 MeV, 0°	4×10^{14}	2.3

Tabla 7.1 Resumen de los diferentes tipos de guías utilizados en este capítulo con sus parámetros de irradiación.

Para el tipo I y II se utilizaron parámetros típicos, con 2 fluencias ligeramente diferentes, mientras que el tipo III se fabricó una vez realizado el estudio de las secciones 7.1. y 7.2. con el objetivo de optimizar las pérdidas de propagación. El estudio comenzó con la guía A (tipo I). Para ello se realizó un tratamiento térmico a 300°C de 1 h de duración. A esta temperatura, a la

que comienza la recristalización de la barrera amorfa [161], prácticamente no se actúa sobre dicha barrera, pero se pueden eliminar centros de color producidos por la irradiación [3]. Se intentaron medir las pérdidas de la guía antes del recocido y no fue posible, ya que no se observa propagación debido a las altas pérdidas que originan los centros de color. La capa cristalina por la que viaja la luz, es absorbente y la luz se extingue en distancias inferiores a 1 mm. Tras cada tratamiento se midió el perfil de índice de la guía para evaluar el grado de recristalización a esta temperatura. En la Figura 7.1 se muestra el perfil de índice de la guía tras la primera hora de recocido. Presenta un perfil tipo escalón y un salto de índice de 0.107 para el índice extraordinario y 0.183 para el índice ordinario.

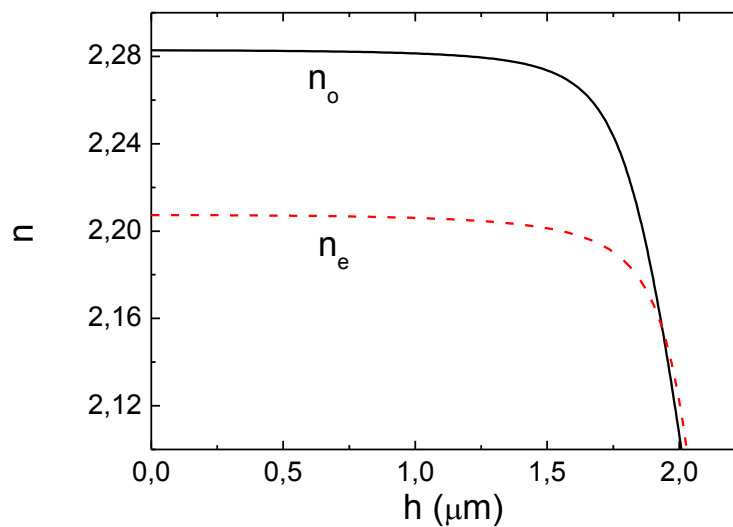


Fig. 7.1 Perfil de índice de refracción de la guía A tras un tratamiento térmico de 1 hora de duración a una temperatura de 300°C

Tras este primer recocido a 300°C, con el que se eliminaron gran parte de los centros de color, la guía tenía una anchura de 2.01 μm . No obstante aún tiene unas pérdidas de 9 dB/cm para el índice extraordinario y 5 dB/cm para índice ordinario. Estos eran los valores habituales en la literatura utilizando tratamientos similares [5,8,160]. Lo primero que se observa, es que las pérdidas de propagación, son claramente mayores para el índice extraordinario que para el índice ordinario, lo que como veremos a lo largo de este trabajo ocurre siempre. Este hecho, se puede atribuir a la mayor sensibilidad que tiene el índice extraordinario a cambios de composición del material [28,29,162]. Entonces, se puede asumir, que si existen centro de “scattering” producidos por cambios de índice aleatorios, estos serán más notables para el índice extraordinario que para el ordinario.

En la Figura 7.2 se muestran las fotografías de las que se han obtenido los valores anteriormente mencionados. La fotografía correspondiente al índice extraordinario concentra un mayor número de centros de “scattering” que la correspondiente al índice ordinario, lo que redunda en un mayor valor en las perdidas de propagación.



Fig. 7.2 Fotografía de la luz dispersada por la guía A cuando se le acopla el modo fundamental. (a) Para propagación según el índice extraordinario (b) Para propagación según el índice ordinario.

7.2. Influencia del tiempo de recocido

Los resultados obtenidos para las pérdidas de propagación, en función del tiempo de recocido, para ambas polarizaciones, se muestran en la Figura 7.3 para el modo fundamental. En dicha figura también se puede ver la anchura de la guía tras el tratamiento térmico.

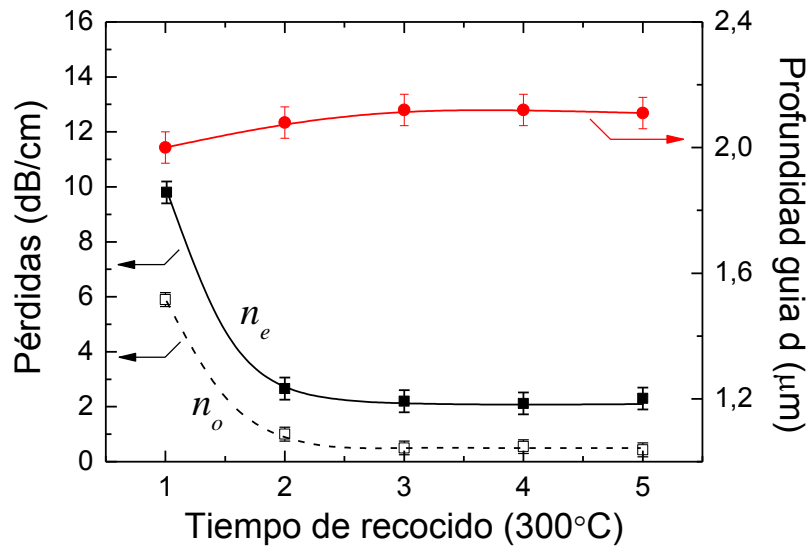


Figura 7.3 Perdidas de propagación en función del tiempo de recocido a 300 °C para polarización ordinaria y extraordinaria. Se muestra también la profundidad de la guía medida tras cada uno de los recocidos.

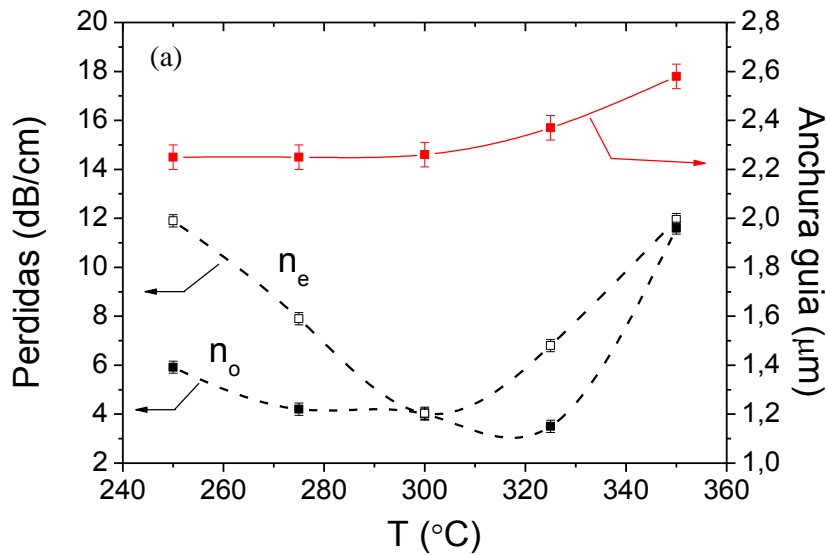
La profundidad de la guía en este caso, no se ve afectada significativamente y por lo tanto tampoco la capa amorfa. Así, tras la tercera hora de tratamiento térmico a 300°C la profundidad satura. Una evolución parecida pero de sentido inverso siguen las pérdidas de propagación. En la segunda hora de tratamiento, se produce una reducción drástica, para a partir de la tercera hora, llegar a una situación de saturación.

Con este método se pueden obtener guías de onda con pérdidas por debajo de 1 dB/cm para el polarización ordinaria y de 2.2 dB/cm para el polarización extraordinaria, con una disminución muy pequeña de la capa amorfa, de aproximadamente una décima de micra. No obstante las pérdidas para el índice extraordinario, aún continúan siendo demasiado grandes, ya que 2.2 dB/cm, suponen una pérdida de intensidad superior al 35% en 1 cm de propagación. Además esta polarización tiene una gran importancia para diversas aplicaciones como por ejemplo en

generación de segundo armónico. En este caso concreto, la máxima eficiencia se logra cuando la luz viaja con polarización paralela al eje óptico, ya que en ese caso el coeficiente no lineal (d_{33}) es el mayor de todos.

7.3. Reducción de pérdidas por aumento de temperatura de los recocidos.

Para intentar obtener pérdidas más pequeñas, por debajo del 1 dB/cm en ambas polarizaciones, se siguió otro método más agresivo con la capa amorfa, pero a la vez también con los defectos producidos por la irradiación. Para las guías B y C se llevaron a cabo tratamientos térmicos de 1 h a temperaturas crecientes. Para evaluar el efecto de la temperatura de recocido, se comenzó a una temperatura de 250°C, a la cual se pueden eliminar centros de color, pero la recrystalización es casi despreciable. En cada sucesivo recocido, se aumentó la temperatura 25°C. Los resultados se muestran en la Figura 7.4. Donde se representan las pérdidas de propagación al acabar cada recocido para las dos polarizaciones, para la guía C (Tipo II) Figura 7.4.a y para la guía B (tipo II) Figura 7.4.a. Nótese que cada punto de la figura para la temperatura correspondiente se ha medido tras el recocido a esa temperatura.



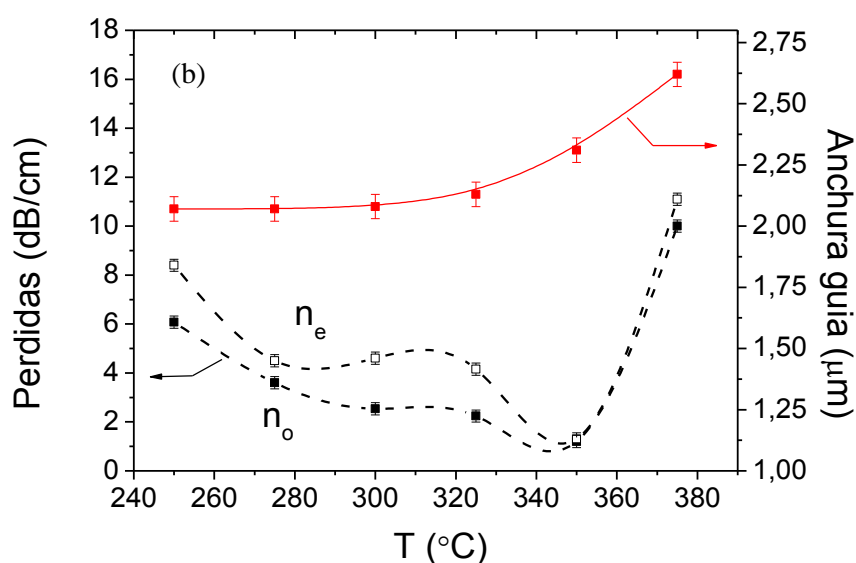


Fig.7.4 Anchura de la guía y pérdidas de propagación en función de la temperatura de los sucesivos recocidos de 1 h de duración. (a) guía C, (b) guía B.

En la Figura 7.4.a se observa que en los dos primeros pasos, es decir para tratamientos a temperaturas de 250 y 275 °C, la anchura de la capa amorfa no se ve prácticamente afectada, manteniendo la guía su profundidad constante. Esto es consistente con la hipótesis de que es necesario llegar a 300°C para comenzar la recrystalización de la capa amorfa. No obstante, sí se aprecia una reducción del valor de las pérdidas de propagación, debido a que esta temperatura sí es suficiente para eliminar centros de color. Con el recocido a 300°C, comienza a ensanchar la capa cristalina y por tanto a disminuir la capa amorfa, también se alcanza el valor mínimo en las pérdidas, con un valor de unos 4 dB/cm. En los sucesivos tratamientos a 325 y 350°C la capa amorfa comienza a decrecer considerablemente a la vez que se aprecia un aumento muy significativo de las pérdidas de propagación. Este aumento se atribuye a un efecto túnel de la onda evanescente por una barrera amorfa demasiado estrecha. Este concepto será discutido en detalle más adelante.

En la figura 7.4.b se ha seguido el mismo procedimiento para la guía B. El comportamiento cualitativo es el mismo, pero con un desplazamiento hacia temperaturas mayores. Los tratamientos a baja temperatura, consiguen una disminución de las pérdidas pero apenas afectan a la anchura de la barrera. A partir de 300°C, temperatura a la que los defectos y zonas amorfas comienzan a recrystalizar, aumenta la profundidad de la guía, con la consiguiente disminución de la barrera amorfa. El valor mínimo de pérdidas se obtiene para una temperatura de 350 °C, en este caso es ligeramente inferior a 1.5 dB/cm para ambas polarizaciones, en el siguiente recocido la pérdidas suben abruptamente. Por tanto las pérdidas ya no se pueden reducir más con este procedimiento, aunque se obtienen valores bastante aceptables

La mayor fluencia con la que está fabricada esta guía, hace que la capa amorfa sea más ancha. Por este motivo se ha podido alcanzar una temperatura mayor, antes de que comiencen a darse pérdidas por efecto túnel.

7.4. Simulaciones teóricas e influencia de la barrera amorfa

El drástico aumento en las pérdidas de propagación observado en las medidas anteriores, sugiere que la disminución de la capa amorfa ha sido lo suficientemente grande como para generar pérdidas por efecto túnel de la onda evanescente. Para confirmar esta hipótesis, se pidió la colaboración de los profesores A. Alcázar y J. B. Ramiro, que usando el método “Beam Propagation Method” (BPM) [163], simularon la propagación de la luz en una estructura de guía de onda como la que presentan las guías SHI, es decir, aire, sustrato, y a continuación una barrera óptica de índice de refracción 2.10, que corresponde al valor del índice de refracción del LiNbO_3 amorfo [6,7,115]. Las simulaciones se llevaron a cabo usando un esquema de diferencias finitas de Crank-Nicolson bidimensional.

La Figura 7.5 muestra las predicciones teóricas de dicha simulación, para las pérdidas de propagación originadas por efecto túnel. Concretamente en la figura están representadas las pérdidas de propagación generadas sólo por efecto túnel en función de la anchura de la barrera amorfa, para cinco profundidades de guía diferentes y para las dos polarizaciones.

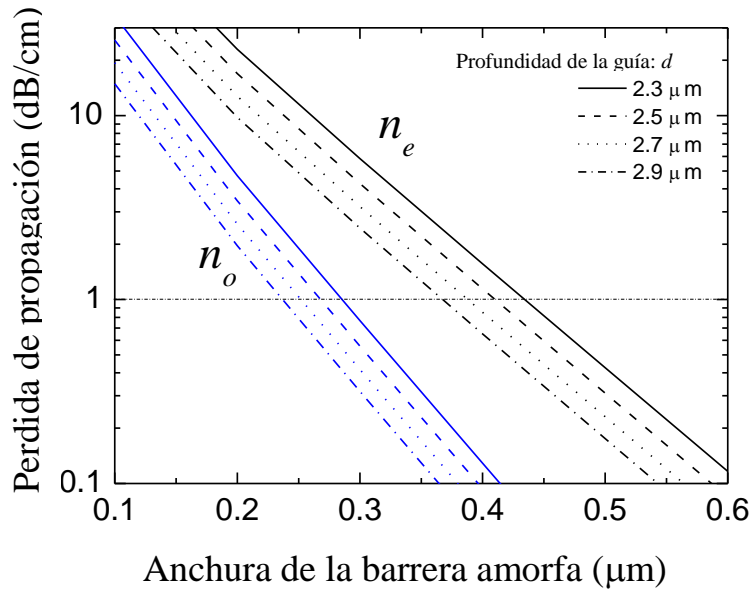


Fig. 7.5 Simulaciones hechas por el método BPM para la predicción de pérdidas por efecto túnel en una guía de onda tipo SHI, Para ambas polarizaciones y diferentes anchuras de guía.

La simulación predice un aumento exponencial de las pérdidas a medida que la barrera disminuye. La pérdida de intensidad, sobrepasa el límite de 1 dB/cm para barreras de 0.25-0.3 μm y 0.4-0.45 μm para polarización ordinaria y extraordinaria respectivamente. Para poder comparar con los resultados experimentales, primero se ha de estimar el valor de la anchura de la barrera amorfa en las guías utilizadas. Esta estimación se va a hacer a través de la medida, mediante la técnica de modos oscuros descrita en el apartado 5.4.2, de los índices efectivos de las resonancias. De la ecuación 5.6 se deduce que si se representa n_{ef}^2 frente a $(m+1)^2$,

obtendremos una recta de cuya pendiente podemos extraer la anchura de la capa amorfa. En la Figura 7.6 se muestran los valores de los índices efectivos de modos guiados y resonancias para dos guías tipo I y II en polarización ordinaria. La medida se ha realizado antes de hacer cualquier tratamiento por lo que barrera se encuentra intacta. Nótese que pese a que las pérdidas de propagación son muy altas si no se hace tratamiento alguno, la propagación es suficiente para poder apreciar los modos oscuros, en los cuales sólo es necesaria una propagación de unos pocos cientos de micras.

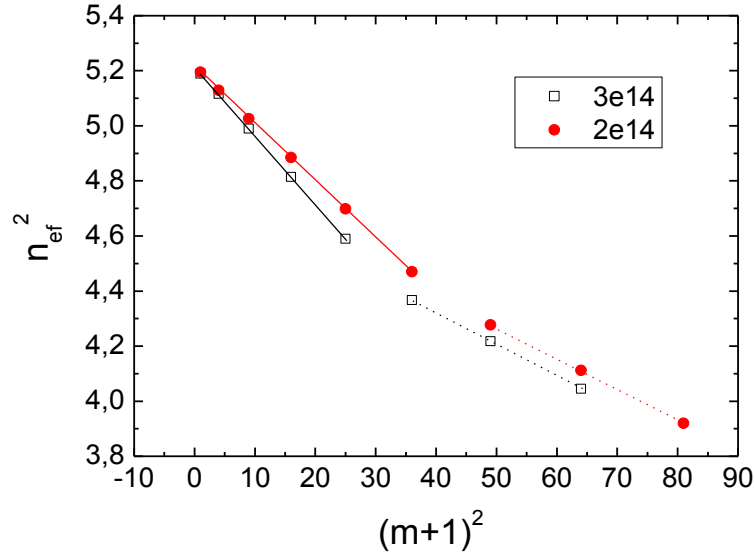


Fig. 7.6. Índices efectivos y resonancias medidos por la técnica de modos oscuros para dos guías irradiadas con F con una energía de 30 MeV y un ángulo de 70°. La fluencia de iones utilizada fue de 2×10^{14} iones/cm² (círculos) y 3×10^{14} iones/cm² (cuadrados)

Si asumimos la hipótesis de que la barrera tiene también un perfil tipo escalón, los valores de los índices efectivos de las resonancias se encuentran sobre una recta de pendiente igual a: (ver apartado 5.4.2)

$$m = \left(\frac{\lambda_0}{2h} \right)^2 \quad (7.1.)$$

De la medida de los índices efectivos obtenemos el perfil de índice y por tanto la profundidad de la guía, y de la pendiente de las resonancias obtenemos la anchura de la guía más la barrera. Los perfiles de índices de refracción, nos dan una profundidad de guía de 2 μ m para 3×10^{14} iones/cm² y 2,2 μ m para 2×10^{14} iones/cm². En cuanto las resonancias, las pendientes son de 0,01151 y anchura total de 2,95 μ m para fluencia de 3×10^{14} iones/cm², y 0,01113 y anchura total de 3 μ m para fluencia de 2×10^{14} iones/cm². De la diferencia entre la profundidad de la guía y la anchura total, se puede estimar la anchura de la barrera en cada caso. Obteniendo un valor de 0,95 μ m para fluencia de 3×10^{14} iones/cm², y de 0,8 μ m para fluencia de 2×10^{14} iones/cm².

Teniendo en cuenta que los recocidos reducen la barrera amorfa por recristalización epitaxial [161], y en la misma cantidad en la que aumenta la profundidad de la guía, podemos estimar el espesor de barrera amorfa tras los sucesivos tratamientos térmicos. Si se asume que la barrera se

reduce por igual por ambos lados, un aumento de la capa cristalina Δd , corresponde a una disminución de la barrera amorfa $2 \cdot \Delta d$.

En la Figura 7.7 se ha representado la anchura de la capa amorfa obtenida por este procedimiento, frente a la temperatura de recocido. Los datos corresponden a la guía C (tipo II). También se ha incluido en la figura las pérdidas de propagación experimentales y teóricas, estas últimas, solamente las debidas a efecto túnel. Los datos de pérdidas teóricas han sido extraídos de las simulaciones mostradas en la Figura 7.5.

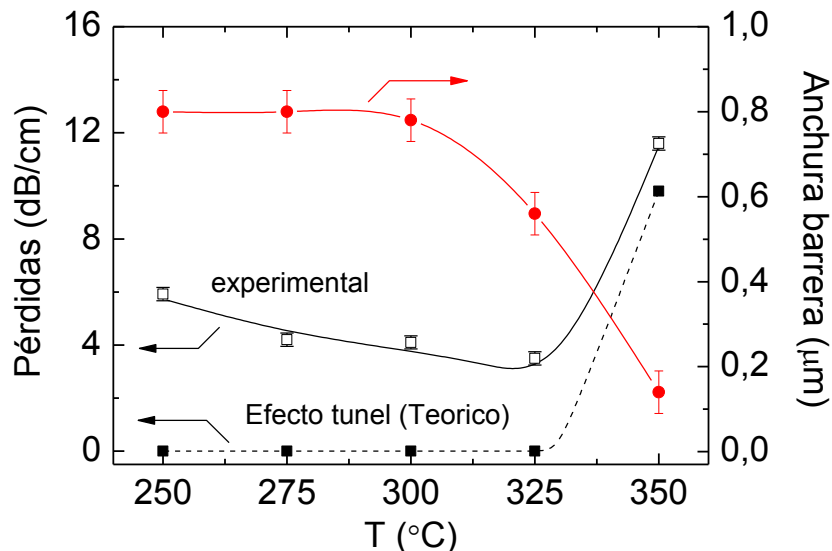


Fig. 7.7. Pérdidas medidas experimentalmente y calculadas teóricamente por el método BMP para la guía C en función de la temperatura de recocido. Se incluye también la anchura de la barrera amorfa, estimada a partir de la anchura medida de la guía, para comprobar su efecto sobre las pérdidas por efecto túnel.

En un primer estado, hasta 325°C, las pérdidas de propagación disminuyen con la temperatura en el caso experimental y en el caso teórico se mantienen constantes. Tras el recocido a 350°C se produce un súbito aumento de las pérdidas de propagación, tanto las medidas experimentalmente como las que corresponde a los resultados arrojados por el BMP. Este aumento coincide con una fuerte disminución de la barrera amorfa, que tras este último tratamiento térmico tienen una anchura inferior 0.2 μm (ver Figura 7.4.a).

Este resultado es muy significativo. La figura anterior, muestra un muy buen acuerdo cualitativo entre los datos experimentales y teóricos para $T \geq 325^\circ\text{C}$. Sobre todo en lo referente a la influencia de la anchura de la barrera amorfa en la pérdidas por efecto túnel. Los datos teóricos dan valores despreciables para las pérdidas, para barreras por encima de 0.6 μm. No obstante en los resultados experimentales, los valores son sensiblemente mayores, entre 6 y 4 dB/cm, en ese rango de barrera.

Las simulaciones teóricas permiten descartar el efecto túnel para anchuras de barrera por encima de los mencionados 0.6 μm, así, tenemos que acudir a otro mecanismo para explicar la diferencia en las pérdidas de propagación teóricas y experimentales en los tres primeros puntos de la Figura 7.7 donde la anchura de la barrera amorfa es de aproximadamente 0.9 μm. Ese mecanismo deben ser los centros de “scattering” producidos por la irradiación.

Aquí habría que diferenciar dos tipos de defectos. Los localizados en la intercara cristal-amorfo, que son consecuencia del propio proceso de amortización de material. Se localizan en una estrecha capa de unas pocas décimas de micra y producen una dispersión homogénea de la luz. Esta capa puede hacerse más estrecha con recocidos térmicos, pero no se puede eliminar completamente, al ser consecuencia de la transición entre el material cristalino y el material amorfo. El otro tipo de defectos, son aquellos localizados en la capa cristalina, y que se traducen en centros de scattering aislados. Pueden ser desde zonas amorfas o preamorfos a zonas cristalinas desordenadas con respecto a la red. En cualquier caso son zonas con un índice de refracción diferente al de la capa cristalina y que hacen que la luz pierda su condición de guiado.

Para el primer tipo de defectos hay que tener en cuenta dos características en los recocidos. Por un lado la temperatura tiene que ser de al menos 300° [161], para poder recrystalizar los defectos cercanos a la intercara, y reducirlos al mínimo posible que permita la transición cristal- amorfo. Por otro lado la extracción del horno debe ser lo suficientemente rápida como para que la estructura quede congelada en ese estado de mínima anchura de la transición. La saturación de la capa amorfa en la Figura 7.3, indica que esto se puede conseguir con tratamientos a 300°C .

El segundo tipo de defectos necesitan por el contrario de una temperatura de recocido superior para una recrystalización completa. La mayor relación entre superficie y volumen de estos defectos aislados, les hace ser más sensibles ante una temperatura más alta de recocido, de lo que lo es la barrera amorfa. A 300° se puede hacer que estos defectos disminuyan de tamaño, pero al igual que ocurre en el caso de la barrera, alcanzan un tamaño mínimo del que no se puede bajar con recocidos a 300°C . En la Figura 7.8 se muestra la diferencia entre en la propagación de la luz en la misma guía, concretamente la guía B para el índice extraordinario, tras un recocido a 300°C y a 350°C . En ella se observa cómo tras el recocido a 350°C gran parte de los defectos puntuales han desaparecido. Es por tanto necesario que la temperatura de los tratamientos térmicos sea superior a 300°C para poder obtener guías con bajas pérdidas con regularidad.

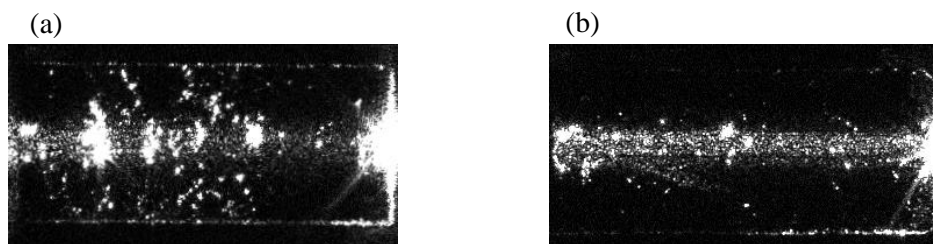


Fig. 7.8 Fotografía de la luz dispersada por la guía B cuando se acopla el modo fundamental. (a) Tras un tratamiento a 300°C y (b) Tras un tratamiento a 350°C . En Ambos casos la polarización era extraordinaria.

7.5. Optimización de pérdidas en guías de onda SHI.

El hecho de tener que alcanzar temperaturas de 350°C para poder reducir las pérdidas en ambas polarizaciones, requiere contar con barreras ópticas lo más anchas posibles para no reducir dicha barrera y que se produzcan pérdidas por efecto túnel. Las guías B y C no eran las ideales en ese sentido, pues fueron fabricadas irradiando con un ángulo de 70° (ver Tabla 7.1). Esto se hace

para aumentar la longitud de la guía y obtener mayor precisión en la medida de pérdidas, a costa de reducir la barrera en más de un 70%.

Por tanto para poder aplicar estos tratamientos a temperaturas del orden de 350°C, se hace necesario fabricar la guía irradiando perpendicularmente, para conseguir una barrera amorfa suficientemente ancha. Para este propósito, se fabricó una guía irradiando perpendicularmente un sustrato de LiNbO₃ con F a 20 MeV y con una fluencia de 4×10^{14} iones /cm², la guía D. Para comprobar que la anchura de la capa amorfa era la adecuada, se midieron los índices efectivos asociados a las resonancias. En la Figura 7.9 se muestran los valores del cuadrado de los índices efectivos asociados a las resonancias tras un tratamiento de 1 h duración a 350°C.

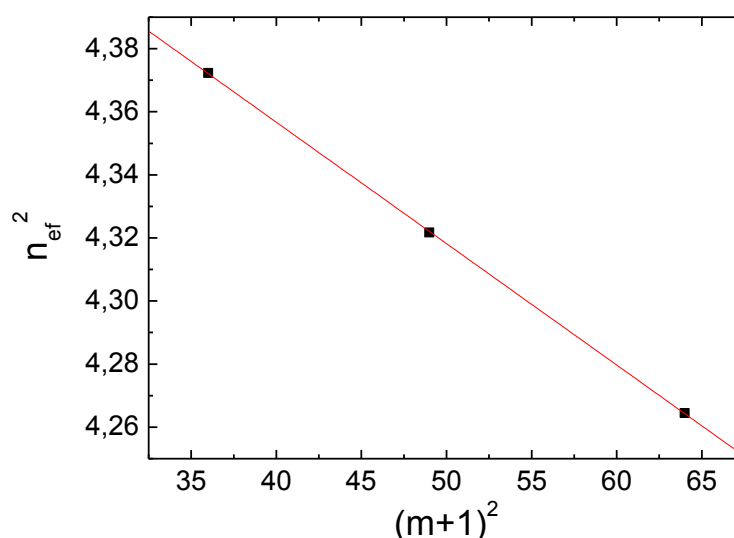


Fig. 7.9 Resonancias medidas por la técnica de modos oscuros para la guía D, tras un tratamiento de 1 h de duración a 350°C

En este caso, haciendo un ajuste lineal, la recta tiene una pendiente de 0.0038, lo que da una anchura total de la guía más la barrera de 5.1 μm . Teniendo en cuenta que la guía tiene una profundidad de 2,8 μm , la anchura de la barrera se estima en 2.3 μm . Con esta anchura de barrera se puede descartar que haya pérdidas por efecto túnel (ver Figura 7.5) aunque se realicen recocidos a alta temperatura.

Por eso se usó esta guía, con una gran anchura de la barrera amorfa, para intentar alcanzar un mínimo valor de pérdidas de propagación. Primero se hizo un tratamiento de 1h a 350°C y posteriormente otro de 15 min a 375 °C. Después de cada tratamiento se midieron las pérdidas y la profundidad de la guía. Los resultados se muestran en la Tabla 7.2.

T (°C)	Tiempo (h)	Pérdidas n_o (dB/cm)	Pérdidas n_e (dB/cm)	d (μm)
350	1	0.3	1.5	2.8
375	0.25	<0.3	0.5	3.0

Tabla 7.2 Parámetros de los tratamientos térmicos realizados a la guía D, y valores de las pérdidas de propagación para ambas polarizaciones. También se incluye la profundidad de la guía en cada caso.

Ya con el primer recocido a 350°C se obtuvo un valor de pérdidas muy bajo para el índice ordinario, pero aun de 1.5 dB/cm para el índice extraordinario. Tras el segundo tratamiento las pérdidas de propagación disminuyen estando por debajo de 0.3 dB/cm para el índice ordinario y son de 0.5 dB/cm para el índice extraordinario. Estos valores son ya muy competitivos y a la altura de otras guías de onda sobradamente utilizadas en tecnología. El hecho de poder conseguir con este protocolo guías de onda con pérdidas muy bajas con regularidad es un importante salto de calidad en la fabricación de guías ondas SHI.

7.6. Dependencia modal y cromática de las pérdidas de propagación.

Para completar la caracterización, también se han estudiado la dependencia modal y cromática de las pérdidas de propagación. Tanto la dependencia modal como la dependencia cromática tienen interés para aplicaciones tales como la generación de segundo armónico.

En la dependencia con el orden modal, se ha observado para todas las guías estudiadas, un aumento de las pérdidas con el orden del modo. En la Figura 7.10 se muestran las pérdidas de propagación en función del orden modal para polarización ordinaria y extraordinaria, correspondientes a la guía D.

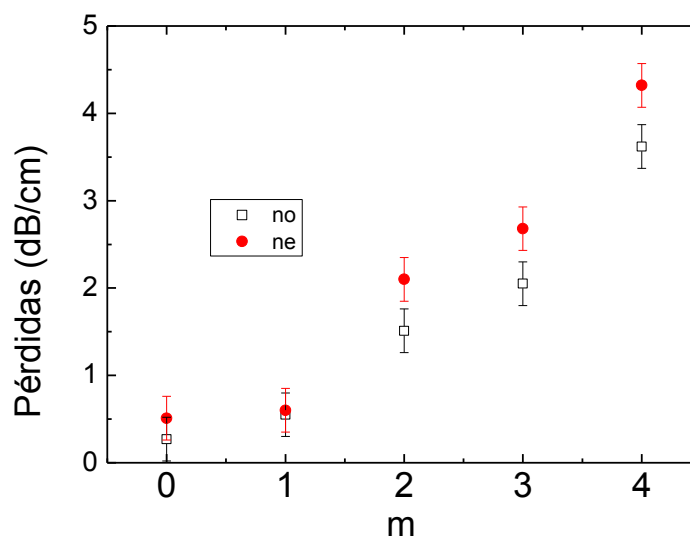


Fig. 7.10. Pérdidas de propagación en función del orden modal para polarización ordinaria (n_o) y extraordinaria (n_e) en la guía D

Nos podríamos preguntar que mecanismo es el responsable de este aumento de pérdidas con el orden modal. De los mecanismos de pérdidas citados anteriormente, se podría acudir al efecto túnel como el causante de esa dependencia. No obstante las simulaciones descartan este efecto para anchuras de barrera amorfa como la que posee la guía D, que es de unas $2.3\ \mu\text{m}$. En la Figura 7.11 se muestran las simulaciones por BPM [163], de las pérdidas de propagación debidas a efecto túnel, para una guía con una profundidad de $3\ \mu\text{m}$, aproximadamente igual a la que tiene la guía D.

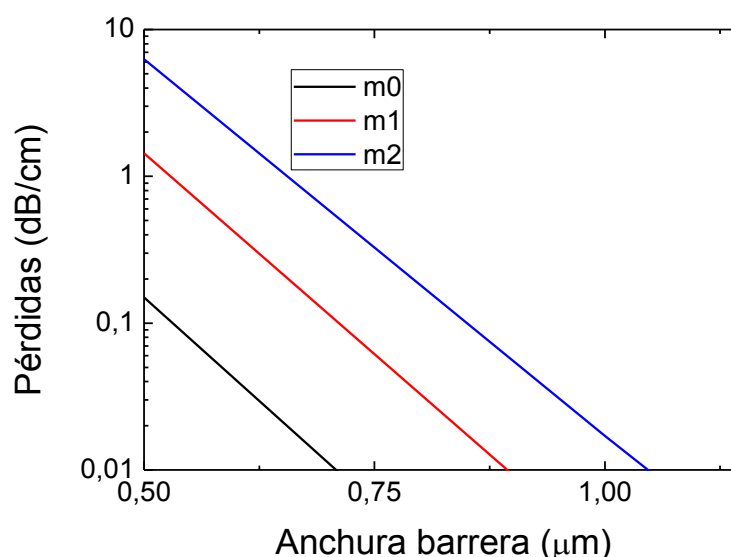


Fig. 7.11 Simulaciones hechas por el método BPM para la predicción de pérdidas por efecto túnel en función de la anchura de barrera para los tres primeros modos. La polarización es extraordinaria y se ha considerado una guía con una anchura de $3\ \mu\text{m}$.

Se puede ver claramente que las pérdidas por efecto túnel para barreras por encima de una micra, son despreciables para los tres primeros modos en guías con una profundidad de $3\ \mu\text{m}$, como la que se está considerando. Por lo tanto, el efecto túnel debe ser descartado como responsable de la dependencia modal de las pérdidas mostradas en la Figura 7.10.

Por otro lado, ya se ha comentado que las pérdidas por absorción desaparecen incluso con recocidos a temperaturas por debajo de 300°C [3]. Además no se explicaría un aumento de pérdidas con el orden modal, por lo que tampoco puede ser atribuido a este mecanismo la dependencia modal.

Como último mecanismo posible de pérdidas, queda el “scattering”. Ya se había comentado en apartados anteriores, que hay dos tipos de defectos que producen pérdidas por scattering. Los defectos aislados existentes en la capa cristalina, que se pueden recrystalizar con tratamientos a altas temperaturas. Pero aquellos que se localizan en la intercara cristal amorfo aunque minimizados, no desaparecen completamente. Puesto que los modos superiores están menos confinados, penetran más en esta zona de transición, lo que se traduce en más scattering y consecuentemente más pérdidas. Por tanto, es muy probable que sea este mecanismo el responsable de la dependencia modal.

Para estudiar la dependencia cromática de las pérdidas de propagación, se ha utilizado un láser de Ar capaz de emitir en cuatro de sus líneas. Para completar la medida, se ha utilizado también una laser de He-Ne. En total, se han medido cinco longitudes de onda diferentes entre 465 y 633 nm, abarcando así la mayor parte del espectro visible. La dependencia con la longitud de onda, sí tiene un comportamiento esperado [40]. Las pérdidas aumentan a medida que disminuye la longitud de onda. En la Figura 7.12 se muestran las pérdidas para una guía F30-3e14-70° con un recocido de 1h a 300°C, para el modo fundamental ordinario

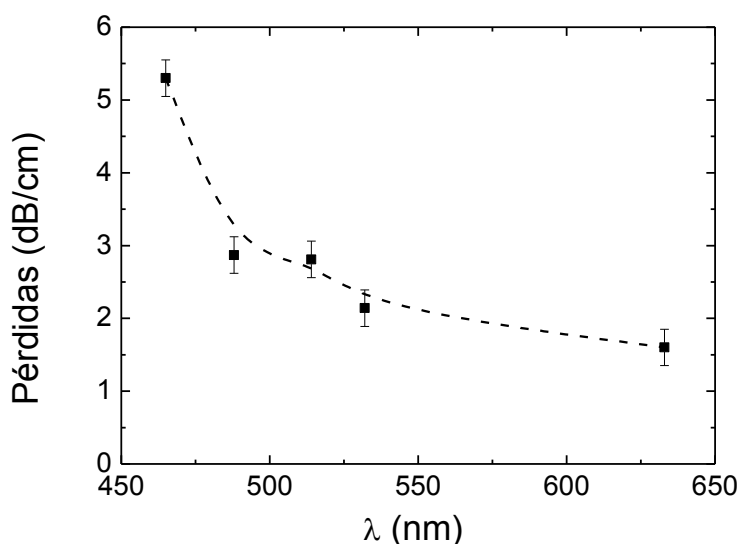


Fig. 7.12. Pérdidas de propagación en función de la longitud de onda utilizada en la medida para una guía F30-3e14-70° en polarización ordinaria. La línea discontinua es solo una guía para el ojo.

Una guía fabricada con estos parámetros tiene una anchura típica de 2-2.2 μm y una barrera de 0.9 μm . En la Figura 7.7 vimos que una guía con esa profundidad y con barreras amorfas por encima de 0,6 μm , tienen unas pérdidas por efecto túnel despreciables. Esas simulaciones han sido hechas para una longitud de onda de 633 nm, la más larga de las que estamos considerando en este caso. Teniendo en cuenta que las pérdidas por efecto túnel aumentan con la longitud de onda [38], se puede esperar que todas las longitudes de onda medidas en este caso, tengan pérdidas por efecto túnel despreciables. Habría que atribuir por tanto este comportamiento a una mayor dispersión a medida que disminuye la longitud de onda. Un comportamiento por otro lado esperado en procesos de “scattering” [40].

7.7. Sumario y conclusiones

Se puede por lo tanto concluir, que mediante tratamientos térmicos se consiguen guías de onda por irradiación con iones de alta energía con pérdidas de propagación realmente bajas [130]. Analizando cómo se comportan las pérdidas ante los tratamientos para las diferentes temperaturas, podemos distinguir tres regímenes diferentes. Por debajo de 300°C se eliminan centros de color. Con estos tratamientos la capa cristalina deja de ser absorbente y podemos

observar propagación. No obstante con estas temperaturas rara vez se obtienen pérdidas por debajo de 5 dB/cm.

En el segundo estado, a temperaturas de 300° C, se comienzan a recrystalizar los defectos cercanos a la barrera, como demuestra la saturación de la anchura de la guía. Hay que tener en cuenta que el mecanismo por el que aparecen defectos en la capa cristalina todavía no es bien conocido. La hipótesis de inhomogeneidades en el haz de iones parece ser la más plausible. En cualquier caso siempre que no existan estos defectos de partida, con esta temperatura se obtienen bajas pérdidas, sobre todo para el índice ordinario. El problema es que a esa temperatura, no se obtienen estos valores con regularidad, además no se pudieron obtener valores competitivos para el índice extraordinario.

Por último si se aumenta la temperatura por encima de 300°C, hasta 350-375°C, podemos obtener guías con bajas pérdidas para ambas polarizaciones mediante una ligera recrystalización de la capa amorfa. Esto puede realizarse sin aumentar las pérdidas por efecto túnel, porque las guías de onda SHI, se pueden fabricar fácilmente con barreras muy anchas, lejos de los valores críticos de anchura de barrera para generar efecto túnel. Conviene indicar que en guías de implantación clásica, nunca se alcanzan temperaturas de 350°C en los recocidos, precisamente porque las barreras son mucho más estrechas y una reducción excesiva de dichas barreras, conllevaría un gran aumento de pérdidas por efecto túnel.

Capítulo 8

Daño óptico fotorrefractivo

Una vez fijado un protocolo para la fabricación de guías de onda SHI con bajas pérdidas, el segundo aspecto a optimizar, es el comportamiento respecto al daño óptico fotorrefractivo. Este Efecto limita la aplicabilidad de las guías de onda en LiNbO₃ en dispositivos de media y alta potencia. Al comienzo de esta tesis, se habían publicado valores de pérdidas entre 1-10 dB/cm [5,130,160] y se habían medido los coeficientes no lineales, que presentaban valores cercanos a los del volumen [7,160]. Sin embargo, el daño óptico, sólo se había estudiado de forma somera [9]. Además, dado que la irradiación con iones de alta energía produce defectos, sobre todo en las cercanías de la barrera amorfa, y que el daño fotorrefractivo depende críticamente de la concentración de defectos, merecía la pena realizar un estudio más exhaustivo de este aspecto. Este estudio, incluye la determinación del cambio de índice fotorrefractivo, los umbrales de daño óptico, así como métodos de inhibición para evitar los efectos no deseados. Finalmente se propone y demuestra la elevación de la temperatura en el rango 25-90°C como método de inhibición del daño. Los resultados se discuten a la luz del modelo de dos centros (ver capítulo 3) que explica muy bien los resultados.

8.1. Fabricación y caracterización básica de las guías.

Las medidas se han realizado en guías de onda típicas fabricadas por irradiación con iones de F con un estado de carga 4⁺. La energía de los mismos durante la irradiación fue de 30 MeV, con una fluencia de 3×10^{14} iones/cm². Para obtener una guía suficientemente larga, la irradiación se llevó a cabo con un ángulo de 70°, lo que incrementa la longitud en un factor $1/\cos 70^\circ$. Tras la fabricación, se hizo un tratamiento térmico de 90 minutos a una temperatura de 350°C para reducir las pérdidas de propagación.

Antes de comenzar las medidas de daño, se realizó una caracterización básica, que incluía determinación del perfil de índice de refracción y de las pérdidas de propagación, obteniéndose resultados similares a los reseñados en el capítulo anterior. La guía soporta 6 modos en polarización ordinaria, 5 modos en polarización extraordinaria y tienen una anchura de 2.4 μm , que es la habitual para las guías con estos parámetros de irradiación. Finalmente se determinaron las pérdidas de propagación, con el método descrito en el apartado 5.5. El valor obtenido para ambas polarizaciones es inferior a 0.5 dB/cm, lo que supone una reducción de intensidad luminosa inferior a un 5% en 1cm de propagación.

8.2. Cambio de índice fotorrefractivo.

El cambio de índice fotorrefractivo (Δn) inducido por la luz, es la causa de todas las manifestaciones del daño óptico fotorrefractivo. Fenómenos como la aparición de un umbral de daño óptico, la autodesfocalización y filamentación del modo, están producidos por este cambio de índice de refracción, que aparece en el material como respuesta a altas intensidades de luz [85,164]. La cuantificación del valor de la variación del índice de refracción, es además de gran importancia en algunas aplicaciones tecnológicas. Variaciones muy pequeñas, inferiores a una milésima en el índice de refracción, pueden producir desajustes de fase en dispositivos que

funcionan con alta intensidad, como en la generación de segundo armónico. Por tanto, en primer lugar realizamos las medidas de cambio de índice de refracción.

El daño óptico en la guía se genera por la propagación de un haz verde de longitud de onda 532 nm, como está descrito en el apartado 6.1. La medida del cambio de índice de refracción se hace a través del desplazamiento que ocasiona el haz verde, en un patrón de interferencia generado con dos haces rojos, uno de los cuales pasa por la guía.

En la Figura 8.1.a. se muestra la variación de la potencia que pasa a través del iris (ver apartado 6.2). El cambio de índice en el material hace que el patrón de interferencia se desplace, registrando el detector una variación sinusoidal de la potencia. En este caso para polarización extraordinaria y una intensidad de 150 W/cm² del haz verde.

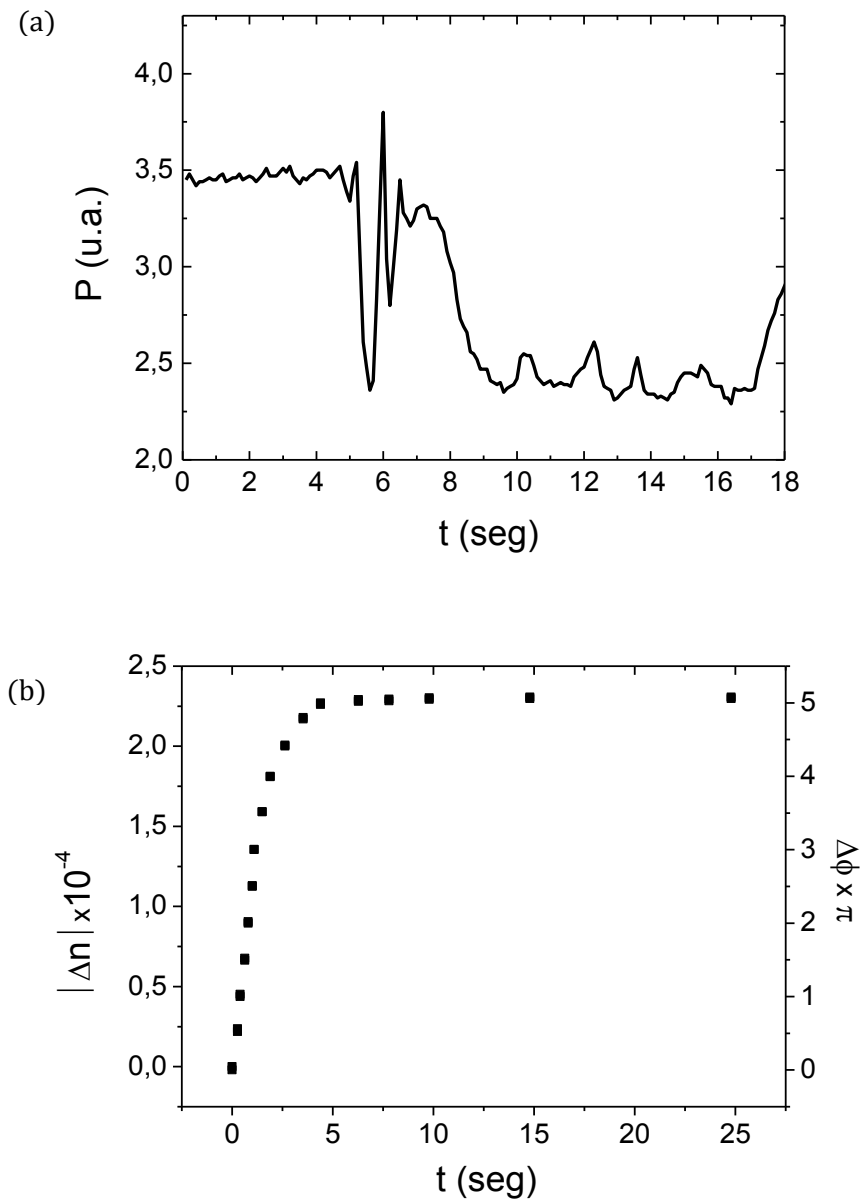


Fig 8.1. (a) Evolución temporal de la potencia medida en un punto del patrón de interferencia. (b) Evolución temporal del cambio de índice generado en el material.

Entre 0 y 5.5 seg, sólo está acoplada a la guía la luz roja. Cuando se acopla el haz verde, la interferencia comienza a desplazarse debido al cambio de índice inducido en el material. Tras unos 6 segundos desde la aplicación de la luz verde, se alcanza un estado de saturación en el cual el patrón de interferencia permanece estable. El cambio de índice de refracción se obtiene de la ecuación 8.1 [154].

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} d\Delta n \quad (8.1.)$$

donde d es la distancia de propagación a lo largo del material, λ la longitud de onda y $\Delta\phi$ es el cambio de fase en la interferencia. En la Figura 8.1.b, se muestra el cambio de fase (eje izquierdo) y el cambio de índice (eje derecho) correspondiente a la Figura 8.1.a. Nótese que en la Figura 8.1.b el tiempo cero se toma en el momento en el que se acopla la luz verde a la guía, que corresponde con $t \approx 5,5$ en la Figura 8.1.a.

Para estudiar la dependencia del cambio de índice de saturación con la intensidad del haz verde que produce el daño, este experimento se ha realizado repetidas veces para distintas intensidades de dicho haz, y para las dos polarizaciones, ordinaria y extraordinaria. Los resultados se muestran en la Figura 8.2. La polarización del haz verde es la misma que la del haz rojo de lectura. Adviértase que las escalas son logarítmicas. La propagación es de 7 mm en ambos casos.

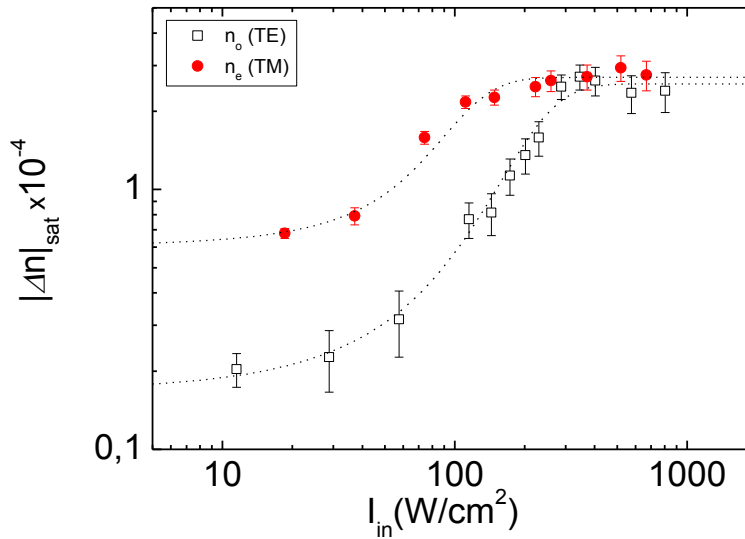


Fig.8.2 Valor absoluto del cambio de índice fotorrefractivo $|\Delta n_e|$ (círculos) y $|\Delta n_o|$ (cuadrados) frente a la intensidad acoplada en la guía I_{in} . Longitud de propagación 7 mm. La línea discontinua es solo una guía para el ojo.

En la figura se pueden distinguir tres regiones diferentes en el cambio de índice fotorrefractivo. En primer lugar, para intensidades pequeñas, por debajo de $40 W/cm^2$ aproximadamente, Δn depende muy suavemente de la intensidad en la guía. A continuación, por encima de la citada intensidad, comienza un fuerte aumento del cambio de índice con la intensidad y por último, hay una región en que se produce una saturación. El valor del cambio de índice de saturación es

independiente de la polarización. Datos similares ya habían sido obtenidos en otro tipo de guías, como por ejemplo las fabricadas por intercambio protónico [106,155]. Este fenómeno será discutido en profundidad a lo largo del capítulo.

8.3. Umbrales de daño óptico y deformación del perfil modal.

Mediante el estudio del umbral de daño óptico se persiguen dos objetivos. Por un lado, desde un punto de vista tecnológico, se obtienen datos sobre la máxima intensidad que una guía de onda puede soportar sin que el modo sufra deformaciones por autodesfocalización. Por otro lado, los datos pueden ayudar a confirmar el efecto de saturación de la intensidad en la guía que hemos propuesto en el apartado anterior como explicación a la saturación de Δn .

Utilizando la misma guía de onda del apartado anterior, se han llevado a cabo las medidas del umbral de daño óptico para ambas polarizaciones. La técnica de medida esta descrita en el apartado 6.2. Para una longitud de propagación muy similar (8 mm), se ha determinado la relación entre la intensidad acoplada en la guía y la intensidad al final de la propagación. Los resultados se muestran en la Figura 8.3.

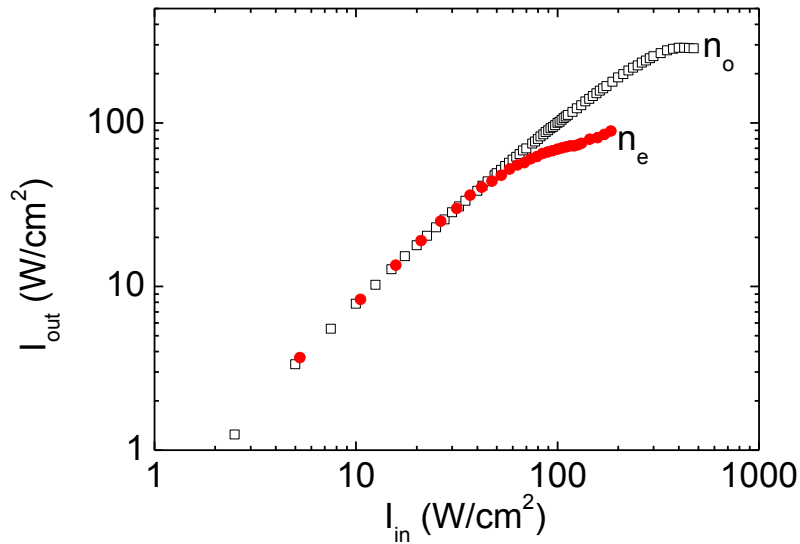


Fig. 8.3 Intensidad de luz desacoplada que pasa por el diafragma I_{out} frente a la intensidad acoplada I_{in} para ambas polarizaciones n_o (cuadrados) y n_e (círculos). Longitud de propagación 8 mm.

Se observa que ambas curvas son inicialmente lineales, pero para una determinada intensidad umbral, pierden la linealidad debido a la aparición del daño. Como cabría esperar, esta intensidad umbral es menor para polarización extraordinaria, ya que al ser el coeficiente electroóptico mayor para esta polarización [11], para una misma intensidad, el cambio de índice es mayor y consecuentemente los efectos del daño comienzan a intensidades menores.

Cabe destacar también, que los valores para el umbral de daño óptico, están en torno a 50 y 150 W/cm^2 para polarización extraordinaria y ordinaria respectivamente. Si comparamos la Figura 8.2 con la Figura 8.3, se observa que el valor de la intensidad umbral de daño óptico, corresponde aproximadamente al comienzo de la segunda región de la curva de cambio de índice.

Para completar las medidas de umbral de daño, y obtener información cualitativa sobre las deformaciones del haz, se han tomado imágenes del perfil transversal del modo tras desacoplarlo de la guía. Para este propósito se ha utilizado un perfilómetro. Éste se coloca en el camino del haz de salida, a continuación de la guía montada con los dos prismas y a una distancia de 20 cm (ver apartado 6.3). A medida que se aumenta la intensidad, se toman imágenes para monitorizar la evolución de perfil transversal del haz. En la Figura 8.4 se muestran dichas imágenes para 5 intensidades representativas, en este caso para polarización extraordinaria.

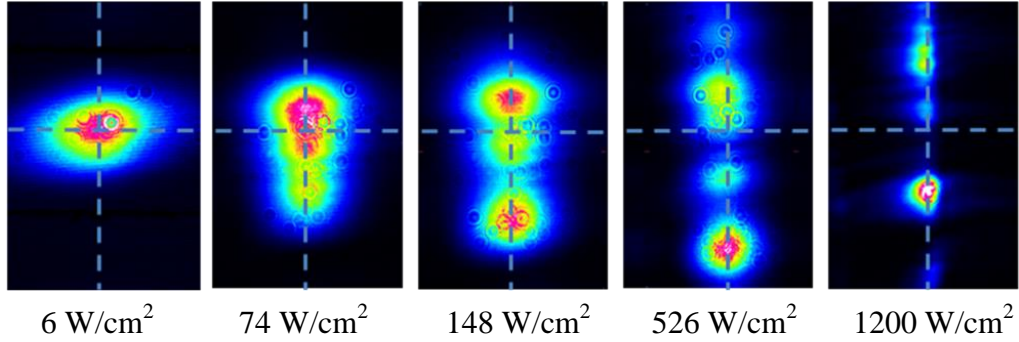


Fig. 8.4 Imágenes tomadas con el perfilómetro de la sección transversal del modo fundamental tras ser desacoplado y a una distancia de 20 cm. Polarización extraordinaria y una longitud de propagación en la guía de 8mm. La dirección horizontal corresponde a la dirección de confinamiento en la guía.

Para entender correctamente las imágenes anteriores, hay que tener en cuenta que la dirección de confinamiento de la guía de onda corresponde a la dirección horizontal en las imágenes, en la que no se produce deformación. La deformación se produce en la dirección vertical en la figura, es decir en el plano de la guía. La propagación del modo, se ve afectada por el “pozo” de índice que él mismo induce en el material, sufriendo autodesfocalización y cambios de fase, dando lugar a los patrones mostrados en la Figura 8.4. En la Figura 8.5 se muestran los perfiles de intensidad extraídos de las anteriores imágenes en el eje horizontal (a) y vertical (b), y que cuantifican la deformación del haz. En particular se observa, que como se ha mencionado, no hay prácticamente alteraciones en la dirección de confinamiento (Figura 8.5.a), mientras que el efecto es muy notable en el plano de la guía (Figura 8.5.b)

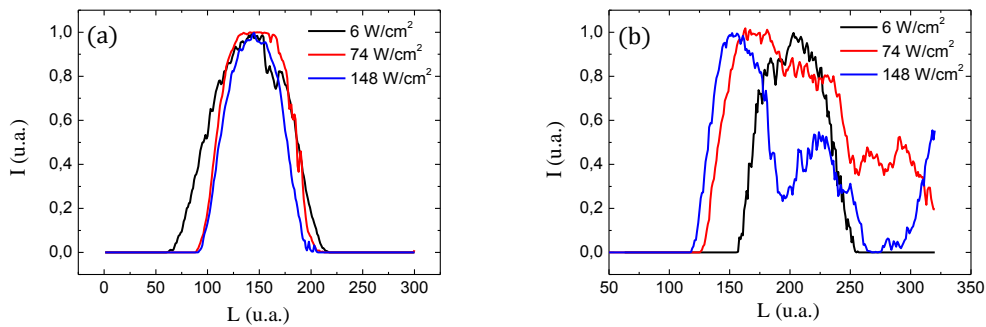


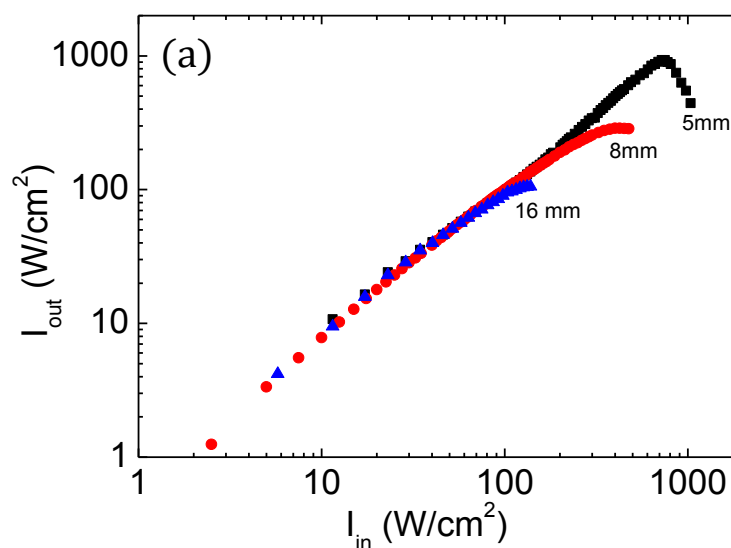
Fig. 8.5 Perfiles extraídos de las imágenes de la figura 6. (a) Perfil a lo largo de la dirección horizontal (dirección de confinamiento). (b) Perfil a lo largo de la dirección vertical (dirección contenida en el plano de la guía).

Las Figuras 8.4 y 8.5 ilustran muy bien la dinámica del daño óptico fotorrefractivo. Para intensidades por encima del umbral de daño, el haz comienza a deformarse debido a la disminución en el índice de refracción debido al efecto fotorrefractivo. A partir de la segunda imagen de la Figura 8.4, es decir, para una intensidad de 74 W/cm^2 , ligeramente por encima del umbral, se empieza a apreciar la deformación del haz. Para intensidades superiores, la deformación continúa e incluso aparece filamentación, dividiendo el modo en varios lóbulos. La relación entre las imágenes y las curvas de umbral (Figura 8.3) es directa. Dado que el sistema experimental dispone de un iris que deja pasar el 70% de la potencia total del modo (ver sección 6.2), si el haz se ensancha, la potencia que pasa a través del mismo deja de ser lineal con respecto a la potencia que se acopla a la guía. Por lo tanto el umbral de daño coincide con el comienzo de las deformaciones del modo. También es fácil relacionar las imágenes del modo con la figura de cambio de índice a través del umbral. Cuando el cambio de índice comienza a crecer con la intensidad, es cuando el haz comienza a deformarse.

8.3.1. Efecto de la longitud de propagación sobre el umbral de daño óptico.

El daño óptico fotorrefractivo es un efecto no lineal, en el que la luz al propagarse por el material modifica sus propiedades ópticas. Esta modificación afecta a su vez a la propagación de la propia luz. Por lo tanto, es plausible que la longitud de propagación afecte a la intensidad umbral de daño. Sin embargo, el efecto de la longitud de propagación rara vez se ha tomado en cuenta, y menos aún caracterizado en trabajos previos, con estas u otro tipo de guías, aunque puede ser muy relevante. Por ello decidimos investigar en detalle este punto.

Para estudiar este efecto se han medido las curvas características de daño óptico para tres longitudes de propagación diferentes (5, 8 y 16 mm) y para polarización ordinaria y extraordinaria. Los resultados se muestran en la Figura 8.6, donde está representada la intensidad de salida de la guía frente a la intensidad de entrada, para las tres longitudes de propagación antes mencionadas



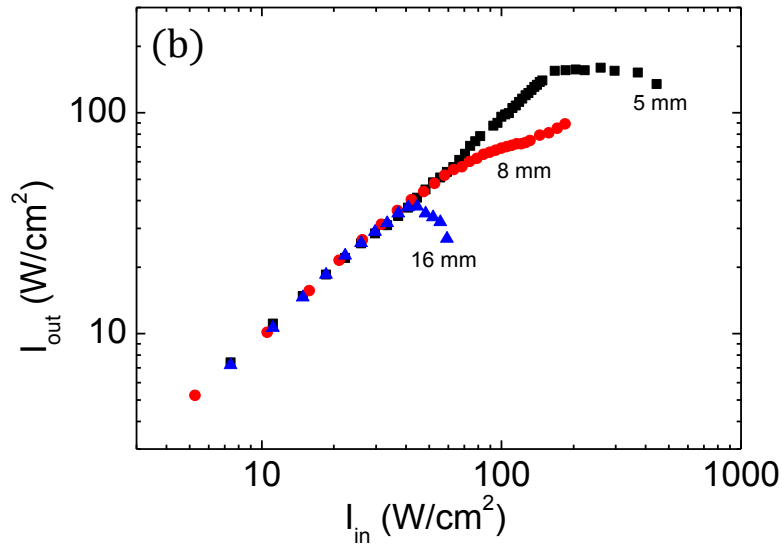


Fig 8.6 Intensidad de luz desacoplada que pasa por el diafragma I_{out} , frente a la intensidad acoplada I_{in} para tres longitudes de propagación diferentes. a) Polarización ordinaria, b) polarización extraordinaria.

Como puede apreciarse en las figuras anteriores, el umbral de daño óptico aumenta a medida que disminuye la longitud de propagación. En el caso de polarización extraordinaria (TM) la guía soporta hasta 5 veces más intensidad sin deformación del haz con una propagación de 5 mm que con una propagación de 16 mm. Para el caso de polarización ordinaria, la diferencia es aún mayor, llegando hasta un factor 9 entre las dos longitudes extremas. Por tanto, como habíamos supuesto, la longitud de propagación es un parámetro clave al evaluar el daño óptico. Otro hecho significativo es que el aumento del umbral, es mucho mayor en ambos casos, al pasar de 8 a 5 mm que al pasar de 16 a 8 mm.

8.4. Inhibición del daño Óptico. Umbral de daño óptico y perfil modal.

Los valores obtenidos para la intensidad umbral de daño óptico, varían entre unos 50 y 800 W/cm^2 , dependiendo de la polarización y la longitud de propagación. Estos valores son comparables con los obtenidos para otro tipo de guías, como por ejemplo las fabricadas por intercambio protónico [155,165] y mejores que otras como las fabricadas por difusión de Ti [49]. No obstante, para muchas aplicaciones de alta potencia, como aquellas que involucran procesos ópticos no lineales, sería deseable aumentar más el umbral de daño óptico. Por ello se hace necesario utilizar algún método para inhibir este fenómeno.

Trabajos previos ya habían demostrado experimentalmente que mediante calentamiento de la muestra, es posible aumentar el umbral de daño óptico en cristales de LiNbO_3 [111], y en guías [166,167]. Por todo ello hemos investigado el efecto de este método de inhibición del daño óptico para las nuevas guías SHI. Se han medido las curvas de umbral de daño para cuatro temperaturas diferentes desde 25 hasta 90° C para polarización extraordinaria. Los resultados de estas medidas se muestran en la Figura 8.7.

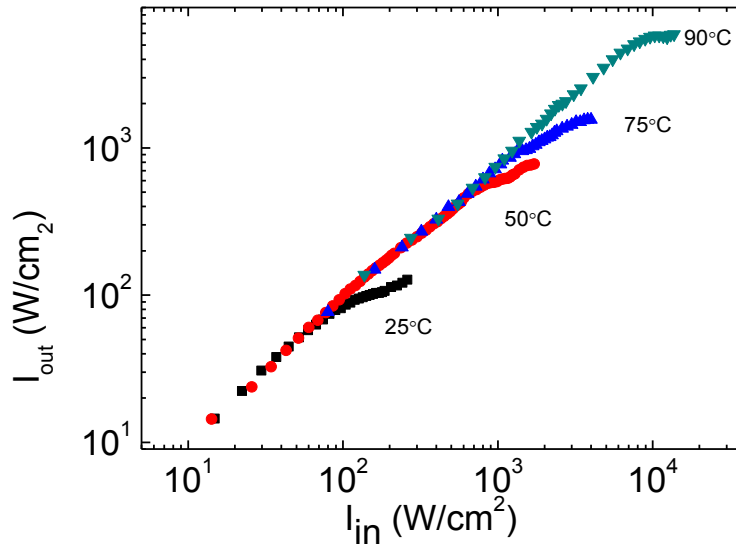


Fig. 8.7 Intensidad de luz desacoplada que pasa por el diafragma I_{out} frente a la intensidad acoplada I_{in} para polarización n_e y para cuatro temperaturas diferentes comprendidas entre 25 y 90 °C. Longitud de propagación 8 mm.

Como se puede observar en la figura, un aumento de la temperatura implica un aumento muy significativo del valor del umbral de daño óptico. De hecho, sólo es necesario aumentar la temperatura hasta 90 °C para conseguir un umbral de daño 100 veces superior al que se obtiene a temperatura ambiente. En estas condiciones la guía puede soportar cerca de 10.000 W/cm² (40 mW de potencia) sin que el haz sufra alteraciones.

Para ilustrar con más detalle cómo afecta la temperatura al proceso de deformación del haz, se han tomado imágenes del perfil transversal del modo. Manteniendo constante la intensidad a 1.200 W/cm² se ha monitorizado el perfil de intensidad a medida que se aumenta la intensidad. En la Figura 8.8 se muestran las imágenes para cuatro temperaturas diferentes.

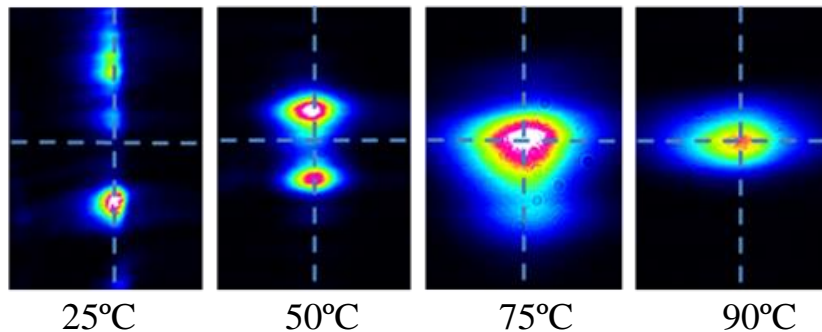


Fig. 8.8 Spot transversal del modo fundamental desacoplado para polarización n_e para cuatro temperaturas diferentes y a una intensidad de 1.200 W/cm² en la guía. Longitud de propagación 8 mm.

A temperatura ambiente y con una intensidad de $1.200\text{W}/\text{cm}^2$, (muy por encima del umbral de daño a esa temperatura), el haz se encuentra completamente deformado y además ya ha comenzado a dividirse en diferentes lóbulos. A medida que la temperatura aumenta, el daño óptico disminuye, hasta que a 90°C recupera completamente su forma original. Nótese la satisfactoria correlación con la Figura 8.7. A 75°C , la intensidad utilizada está ligeramente por encima del umbral y consecuentemente el haz está ligeramente deformado. A 90°C por el contrario, el umbral está muy por encima de los $1.200\text{W}/\text{cm}^2$ utilizados y por tanto el haz no sufre deformación. En resumen, el calentamiento de la muestra a temperaturas moderadas, resulta ser un método muy efectivo de reducción del daño

8.5. Resumen y discusión.

En este capítulo se ha hecho una caracterización exhaustiva del daño óptico fotorrefractivo en guías de onda fabricadas con iones de alta energía. Se han obtenido las curvas de umbral de daño óptico tanto para el índice ordinario como para el índice extraordinario. Los valores obtenidos están en torno a 50 y $150\text{ W}/\text{cm}^2$ para el índice extraordinario y ordinario respectivamente. Se ha utilizado un perfilómetro de haz para tomar imágenes del perfil transversal del modo tras ser desacoplado de la guía, técnica con la que se puede ver directamente la desfocalización del haz. También se ha determinado el cambio de índice fotorrefractivo para las dos polarizaciones en función de la intensidad. El valor de este cambio de índice es muy importante en aplicaciones de ajuste de fase en segundo armónico. Además es la magnitud física que sirve para comparar los datos experimentales con los modelos teóricos, y por lo tanto para evaluar su validez.

Por otro lado, se ha estudiado la dependencia de los umbrales de daño óptico con la longitud de propagación. Esta dependencia no investigada con anterioridad, es en general poco conocida, pero ha resultado ser muy relevante. Ya que se ha encontrado que los umbrales de daño disminuyen sensiblemente al disminuir la longitud de propagación.

Por último se ha utilizado el método de calentamiento de la muestra como modo de inhibir el daño óptico con éxito notable, ya que se ha conseguido aumentar el umbral de daño óptico en dos órdenes de magnitud con un aumento de temperatura de 65°C . Nótese que un calentamiento de la muestra en ese rango de temperaturas, ya se hace de forma rutinaria en muchas aplicaciones, como por ejemplo en generación de segundo armónico, ya que es más sencillo estabilizar la temperatura a $40\text{-}70^\circ\text{C}$ que a temperatura ambiente.

Tras resumir los datos obtenidos, pasamos a discutir y analizar la relación entre ellos para evaluar su consistencia. Los umbrales de daño óptico medidos para ambas polarizaciones se ajustan a lo esperado. El cambio de índice extraordinario es en general mayor que el ordinario, porque el coeficiente electroóptico es mayor para esa polarización, y por tanto, el umbral de daño es menor. Las imágenes de los perfiles y las curvas de umbral, son muy consistentes, ya que hemos visto, que el valor del umbral de daño coincide con los valores de intensidad para los que el modo comienza a deformarse. De aquí se desprende, que son las deformaciones modales las que hacen que la potencia que atraviesa el iris deje de ser lineal con la potencia a la entrada en la guía.

Por otro lado, también se pueden correlacionar las curvas de cambio de índice con los datos de umbral. Experimentalmente se observa que el valor del umbral de daño óptico coincide con el comienzo de la segunda región en la curva de cambio de índice descrita en el apartado 8.2. Ante

la ausencia de modelos eficaces que describan el fenómeno de autodesfocalización, es difícil encontrar una justificación rigurosa a esta coincidencia. No obstante se puede dar una explicación sencilla. Teniendo en cuenta que a bajas intensidades el cambio de índice fotorrefractivo es independiente de la intensidad, un aumento de la misma, no modifica el índice de refracción del medio con respecto a la intensidad anterior, hasta que no se penetra en la segunda región. Una vez que se penetra en esa segunda región un aumento de intensidad cambia el índice de refracción, lo que detecta como una modificación del haz a la salida.

Otro dato que da consistencia a los datos de cambio de índice, es la relación entre los valores para polarización ordinaria y extraordinaria obtenidos a bajas intensidades (1ª región en la Figura 8.2). En esta región de la curva, la diferencia de valor absoluto entre el cambio de índice ordinario y extraordinario, es debida a los diferentes coeficientes electroópticos que cada una de ellas involucra. El cambio de índice fotorrefractivo se puede expresar de la siguiente forma

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n^3rE \quad (8.2.)$$

Donde E es el campo eléctrico fotorrefractivo, r es el coeficiente electroóptico correspondiente y n es el cambio de índice fotorrefractivo. Teniendo en cuenta la anterior ecuación, el cambio de índice para una intensidad determinada (campo eléctrico) depende sólo del coeficiente electroóptico y del índice de refracción. La relación entre polarización ordinaria y polarización extraordinaria para el LiNbO_3 de estos dos parámetros es $n_e^3r_{33}/n_o^3r_{13} = 2,8$. Este factor está en muy buen acuerdo con el que se obtiene experimentalmente (Figura 8.2) que está en torno a 3.

Dando un paso más en la discusión de los datos, vamos a compararlos con las predicciones del modelo de dos centros introducido en el capítulo 3. Como hemos comentado es el cambio de índice la magnitud física que se relaciona directamente con el modelo de dos centros. Dicho modelo predice que la curva de cambio de índice en función de la intensidad está formada por tres regiones diferentes, en la primera, donde sólo actúa el primer centro, el cambio de índice es independiente de la intensidad. En la segunda región el cambio de índice es creciente con la intensidad, para alcanzar un estado de saturación en la tercera región. El valor predicho por el modelo para este valor de saturación está en torno a 10^{-3} [104,106,168].

En la curva de cambio de índice obtenida experimentalmente, se pueden distinguir las tres regiones mencionadas. Una primera etapa en la que Δn es prácticamente independiente de la intensidad, seguida de una segunda región donde éste empieza a crecer con la intensidad. Aquí según el modelo de dos centros, es donde comienza a influir el segundo centro fotorrefractivo [93,104,168]. En una última etapa, el cambio de índice alcanza un valor de saturación a partir del cual ya no puede crecer más. Esto es consecuencia de que el valor del cambio de índice es tal, que produce una autodesfocalización suficiente como para que la intensidad no pueda aumentar.

Nótese que el valor de saturación es el mismo para ambas polarizaciones. Aunque este valor se alcanza para una intensidad menor en el caso extraordinario. La explicación es que la autodesfocalización necesaria para alcanzar la saturación de la intensidad, depende sólo del valor del cambio de índice, independientemente de la polarización de la luz que lo produce. El hecho de que este valor de cambio de índice máximo, se alcance antes para polarización extraordinaria, se debe a que al ser mayor el coeficiente electroóptico, para una misma intensidad esta polarización ve un cambio de índice mayor.

El comportamiento del cambio de índice con la intensidad entrante en la guía, está por tanto, en muy buen acuerdo con el modelo de dos centros, salvo por los valores alcanzados en la región de saturación. La explicación a la discrepancia entre las predicciones teóricas y los datos experimentales, se halla en los efectos que produce el cambio de índice en el modo, al propagarse por la guía. El haz se deforma y ensancha (autodesfocalización). Esto hace que la intensidad decaiga muy rápidamente en la guía hasta un valor menor que el inicial. El modelo de dos centros da un valor de cambio de índice para una intensidad determinada. Si no se consideran los efectos de este cambio de índice en la propagación, el modelo de dos centros por sí sólo, no explica que no se alcancen valores cercanos 10^{-3} de cambio de índice. Por tanto para poder explicar completamente los resultados, será necesario simular la propagación del haz de luz en la guía teniendo en cuenta los efectos de autodesfocalización producidos por el cambio de índice fotorrefractivo. Para ello, se ha colaborado con los prof. A. Alcazar y J. Ramiro que han desarrollado simulaciones mediante un BPM ("beam propagation method") no lineal, en el que la no linealidad fotorrefractiva se ha descrito por el modelo de dos centros.

Así se han obtenido el perfil de intensidad y el cambio de índice fotorrefractivo en función de la longitud de propagación, en cada punto del plano de la guía. Los parámetros usados en las simulaciones están tomados de la referencia [106]. Dichas simulaciones han sido hechas para dos intensidades a media altura de 500 y 5000 W/cm² y polarización extraordinaria. En la Figura 8.9.a, que corresponde a una intensidad de 500 W/cm², se aprecia, como efectivamente la intensidad en la guía decae a medida que el modo se propaga, fruto del cambio de índice fotorrefractivo autoinducido. Nótese que en 2 cm, el haz se ensancha notablemente y la intensidad máxima del modo decae en algo menos del 50%. En la Figura 8.9.b se observa el resultado de las simulaciones para el correspondiente cambio de índice (en valor absoluto) a lo largo de la propagación. Con un comportamiento parecido, el mayor cambio de índice se produce al principio, coincidiendo con la zona de máxima intensidad en la guía. En la Figura 8.10.a, que corresponde a una intensidad de 5000 W/cm², se aprecia como la intensidad decae mucho más rápidamente, y su máximo, para una longitud de propagación de 2 cm, alcanza un valor por debajo del 25% del inicial. El cambio de índice para esta intensidad (Figura 8.10.b), es también inhomogénea a lo largo de la propagación. Aunque en este caso el efecto es mucho más acusado, como ocurre con la intensidad.

La inhomogeneidad del cambio de índice, debe ser tomada en cuenta a la hora de valorar las medias expuestas en la Figura 8.2. Las medidas interferométricas del cambio de índice en dicha figura, dan un valor promedio de este cambio de índice, que en realidad tiene una forma más o menos compleja. No obstante este valor promedio será más realista, a medida que la intensidad de entrada y la longitud de propagación disminuyan (ver Figuras 8.9.b y 8.10.b). En nuestro caso en concreto, y teniendo en cuenta que las curvas de cambio de índice están medidas hasta una intensidad de 700 W/cm², y para una longitud de propagación de 7mm, podemos tomar como referencia la Figura 8.9.b. El índice de refracción máximo en este caso, varía, para esa longitud de propagación entre 1,5 y 1,25 x 10⁻⁴ aproximadamente, por lo que el promedio en esas condiciones se desvía como máximo un 10%. Nótese que en las condiciones de la Figura 8.10.b la variación del índice de refracción en 7 mm es mucho mayor, por lo que el promedio en ese caso aportaría una desviación cercana al 35 %.

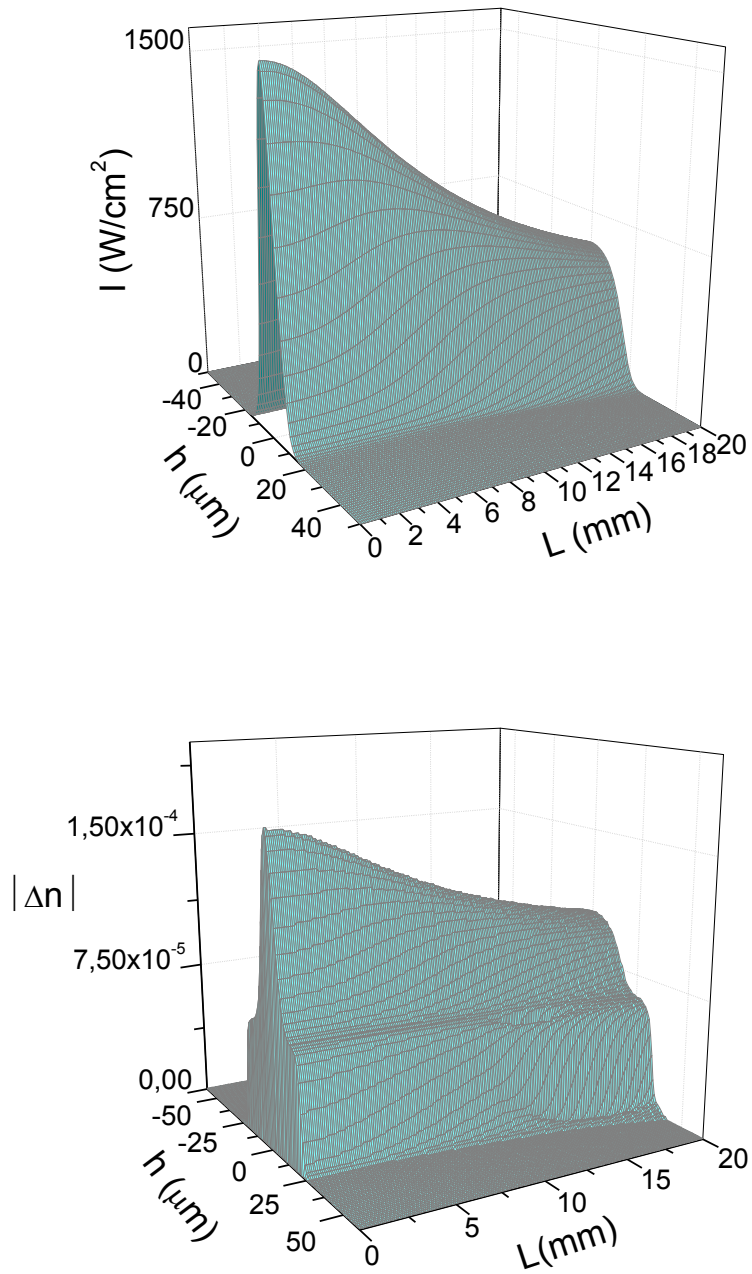


Fig. 8.9 Simulación de la evolución con la longitud de propagación L , de los perfiles transversales de a) Intensidad del haz y b) cambio del índice de refracción para una intensidad a media altura a la entrada de la guía de 500 W/cm^2 .

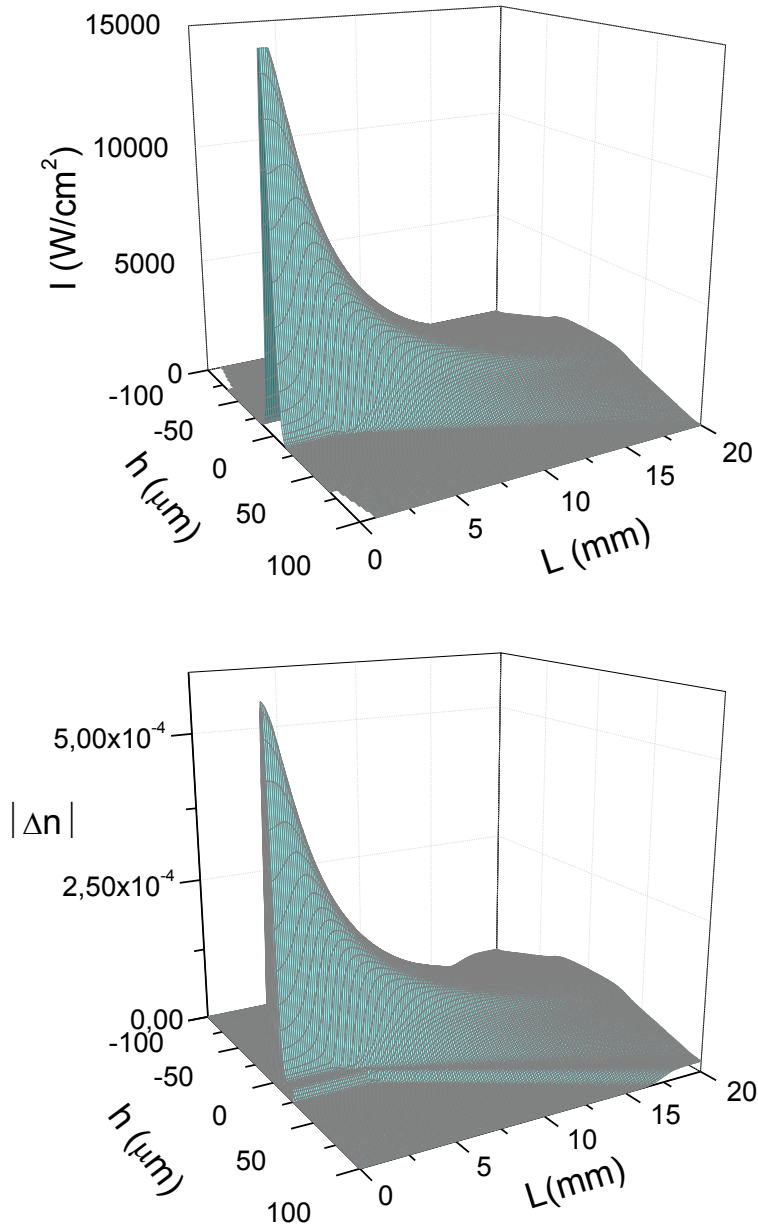


Fig. 8.10 Simulación de la evolución con la longitud de propagación L , de los perfiles transversales de a) Intensidad del haz y b) cambio del índice de refracción para una intensidad a media altura a la entrada de la guía de 5000 W/cm^2 .

Las figuras anteriores también pueden ayudar a comprender la dependencia del umbral de daño óptico con la longitud de propagación (ver Figura 8.6). Fijándonos en las Figura 8.9.a y 8.10.a vemos como el haz se ensancha progresivamente a medida que aumenta la propagación, y por tanto el umbral debe disminuir. En cualquier caso, los mayores cambios, tanto en la intensidad, como el índice de refracción, se producen al principio, agravándose este efecto a medida que aumenta la intensidad de entrada en la guía. Como se aprecia comparando las figuras 8.9.a. y 8.10.a por una lado (intensidad) y 8.9.b y 8.10.b por otro (cambio de índice). Esto explica que el umbral medido experimentalmente, varíe más entre 5 y 8mm que entre 8 y 16 mm.

Los experimentos de inhibición, en los cuales se han alcanzado intensidades de 10 kW/cm^2 se pueden considerar un éxito ya que a temperaturas bajas se pueden alcanzar intensidades muy altas, suficientes para dispositivos de alta potencia como dobladores de frecuencia. Combinando los datos de inhibición con temperatura y los obtenidos en función de la longitud de propagación se puede concluir que a la hora de construir dispositivos, reduciendo la longitud de propagación al mínimo y diseñando éstos de tal manera que trabajen a temperaturas de $60\text{-}90^\circ$ podrán soportar intensidades por encima de 10 kW/cm^2 libres de daño óptico.

Por otro lado el hecho de que la inhibición con temperatura sea tan efectiva, es además una confirmación más, de la validez del modelo de dos centros. Este modelo, postula una energía de activación muy baja para el segundo centro, de forma que su influencia intensificadora del daño, decrece muy rápido con la temperatura Nb^{Li} [22,94,104]. En general todos los datos anteriores están en muy buen acuerdo con el modelo de dos centros y se pueden considerar como una confirmación de que este modelo es también válido en el caso de guías de onda SHI.

8.6. Conclusiones

En resumen, en este capítulo se ha realizado un estudio exhaustivo del daño óptico en guías SHI, aprovechando la experiencia previa del grupo en este campo. Para ello se ha determinado el cambio de índice fotorrefractivo, el umbral de daño y se ha monitorizado la deformación del haz con un perfilómetro. El estudio realizado indica que las guías SHI tienen un daño óptico similar al de las guías PE y por difusión de Zn y mucho menor que el de las guías por difusión de Ti. Los resultados se han comparado satisfactoriamente con el modelo de dos centros, lo que permite también confirmar la validez y utilidad del mismo para describir el daño óptico en guías de onda. Por último se ha comprobado la notable influencia de la longitud de propagación en el umbral de daño, así como el papel crucial en el mismo de la temperatura. Elevando ésta a sólo 90° , se han conseguido umbrales de hasta 10 kW/cm^2 .

Capítulo 9

Guías SHI sobre sustratos dopados con Mg y sustratos estequiométricos.

Los cristales de LiNbO_3 dopados con Mg, Zn y algunas otras impurezas [166,169,170], son usados ampliamente por su propiedad de inhibir en gran parte el daño óptico fotorrefractivo en el LiNbO_3 . Los átomos de Mg tienen la propiedad de colocarse en las vacantes de Li, durante el crecimiento, imposibilitando la colocación de los átomos excedentes de Nb en esa posición [171-173]. De esta forma el número de defectos Nb en sitio de Li se reduce drásticamente, inhibiendo el daño óptico, que queda reducido a la contribución del centro fotorrefractivo $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$, cuya concentración también se intenta mantener lo más baja posible. Estas impurezas inhibidoras, también se usan para inhibir el daño óptico fotorrefractivo en guías de onda. Sin embargo no se han fabricado guías de onda SHI sobre sustratos dopados con impurezas inhibidoras. Hay trabajos recientes en los que se han fabricado guías de onda mediante implantación de iones de masa media, concretamente O. Pero en ese caso, el rango de energía de los iones está entre 1-5 MeV, por lo tanto el daño electrónico no es aún el dominante, generándose guías de onda con características diferentes a las de las SHI [174,175].

En este capítulo, se va a investigar la fabricación y propiedades (perfiles, pérdidas, coeficientes no lineales y daño óptico) de las guías de onda SHI, fabricadas sobre sustratos dopados con Mg. También se estudiarán algunas propiedades de guías fabricadas sobre sustratos estequiométricos. Los cristales estequiométricos obviamente, no contienen el defecto Nb en sitio de Li, al no haber defecto de Li en el cristal. Son por lo tanto también resistentes al daño óptico [176]. Sin embargo, son menos utilizados debido a su mayor dificultad en el crecimiento. Aun así también se ha investigado la fabricación y caracterización de guías SHI en este tipo de sustratos.

9.1. Fabricación y caracterización básica de las guías. Índice de refracción superficial.

Para la fabricación se han utilizado sustratos de LiNbO_3 dopados con Mg al 5% molar, pues es bien conocido, que concentraciones a partir del 4.5 % molar producen un aumento muy significativo en la resistencia al daño óptico, con umbrales hasta 100 veces superiores a la de los cristales no dopados congruentes [108,177].

Aparte de la resistencia al daño, las principales diferencias, , entre los cristales de LiNbO_3 no dopado congruente y los cristales de $\text{LiNbO}_3\text{:Mg}$, está en la posición del borde de absorción y en el valor del índice de refracción extraordinario. Efectivamente el borde de absorción UV se desplaza hacia longitudes de onda más cortas [171,178], y los índices de refracción, sobre todo el extraordinario, disminuyen con respecto al cristal congruente [171,178].

En la Figura 9.1 se observa el desplazamiento en el borde de absorción mediante una medida del espectro de absorción realizada sobre un sustrato dopado con Mg y otro sustrato no dopado congruente, ambos utilizados en este capítulo. El valor obtenido de dicho desplazamiento, coincide con el esperado para una cantidad de 5% de Mg en el cristal [108].

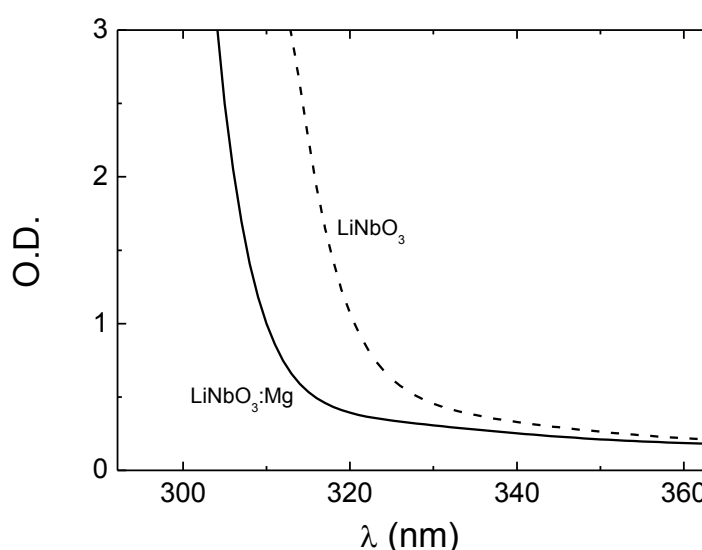


Fig. 9.1 Espectro de absorción de un sustrato de LiNbO_3 dopado con Mg (línea continua) y otro sustrato de LiNbO_3 congruente (línea discontinua).

También se ha medido el índice de refracción extraordinario del sustrato de $\text{LiNbO}_3\text{:Mg}$ con la siguiente técnica. Mediante un intercambio protónico suave se eleva el índice de refracción extraordinario en la capa superficial, y con la técnica de modos oscuros, se obtiene el valor del índice del corte entre la superficie y el sustrato, obteniendo un valor de 2.1900. Este valor es inferior al del LiNbO_3 congruente, que está en torno a 2.2021.

La fabricación se ha llevado a cabo utilizando básicamente los mismos parámetros que se utilizaron para fabricar las guías sobre sustratos no dopados congruentes. Específicamente, se han utilizado iones de F con una energía comprendida entre 20 y 30 MeV y fluencias de 3 y 4×10^{14} iones/ cm^2 . Los parámetros se han ajustado para que las anchuras de las barreras ópticas después de los recocidos post fabricación, sean suficientemente anchas para evitar pérdidas por efecto túnel. En la Tabla 9.1 se muestran en detalle las características de las guías que se han empleado en este capítulo.

Tipo de guía de onda	Sustrato	Energía del ion (MeV)	Fluencia (ion/ cm^2)	Ángulo de irradiación	Profundidad guía (μm)	Tratamiento térmico.
A	Mg: LiNbO_3	30	3×10^{14}	70°	2	1h 350°C
B	Mg: LiNbO_3	25	3×10^{14}	45°	3.1	1h 350°C
C	Mg: LiNbO_3	20	4×10^{14}	0°	3	1h 300°C
D	LiNbO_3	30	3×10^{14}	70°	2	1h 350°C
E	$\text{LiNbO}_3\text{:Est.}$	30	3×10^{14}	70°	2	1.5h 350°C

Tabla 9.1 Tipos de guías utilizadas en este capítulo junto con los parámetros de irradiación y los tratamientos térmicos a los que han sido sometidas.

El primer paso en la caracterización de las guías de onda SHI sobre sustratos con Mg, ha sido precisamente la verificación que la irradiación produce una barrera amorfa. Pese a que hay trabajos anteriores en los que se han fabricado guías de onda con iones de masa media, como los utilizados en este trabajo, la irradiación se había realizado con energías comprendidas entre 1-5MeV [174,175]. En ese rango de energías el daño electrónico no es aun el dominante, y tanto la estructura, como el mecanismo para generar las guías era diferente.

La medida de los índices efectivos y la posterior reconstrucción del perfil de índice de refracción, se llevó a cabo en todas las guías contenidas en la Tabla 9.1 como parte del protocolo de caracterización. En todas ellas se ha encontrado que la irradiación produce una barrera enterrada con índice de refracción menor al del sustrato, y cuyo valor se encuentra en torno a 2.10. Esta reducción, da como resultado un salto de índice que no poseen ningún otro tipo de guía de onda sobre LiNbO₃:Mg.

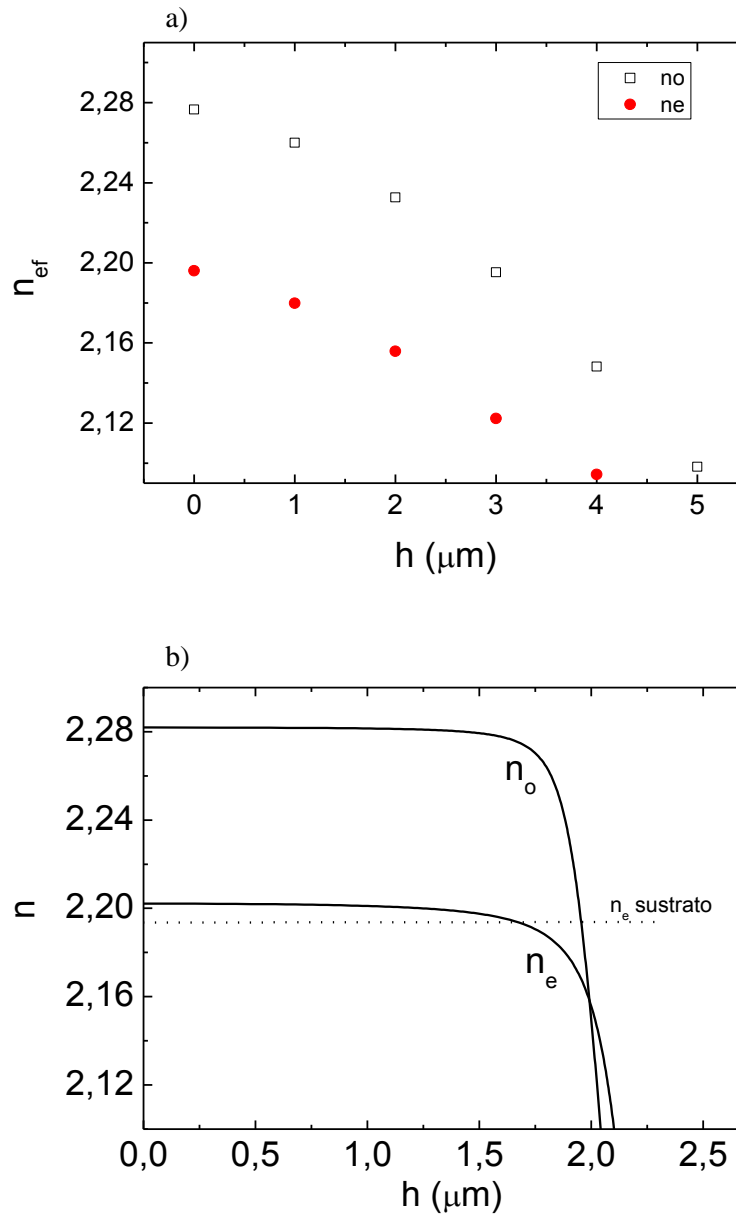
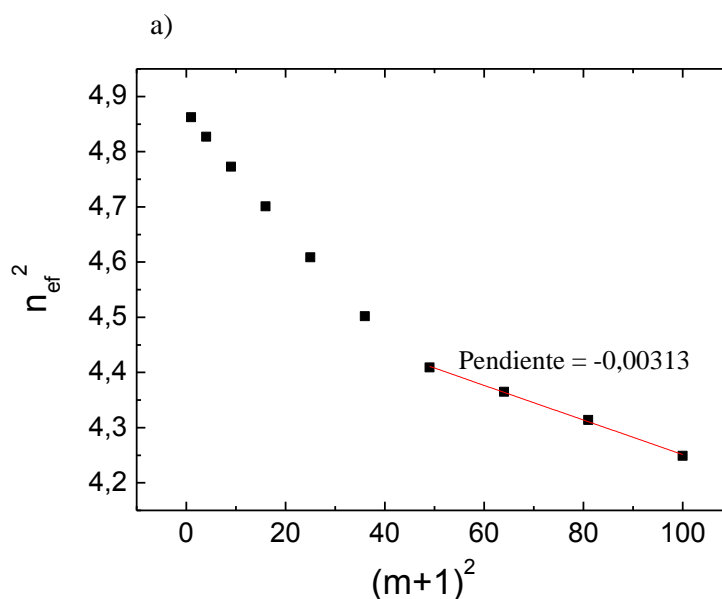


Fig. 9.2 (a) Índices efectivos medidos por la técnica de modos oscuros. (b) Perfil de índice de refracción para una guía tipo A reconstruido a partir de los índice efectivos por el método IWKB

En la Figura 9.2.a se muestran los índices efectivos, medidos por la técnica de modos oscuros. En la Figura 9.2.b se muestra el perfil de índice de refracción, se incluye también para poder comparar el valor del índice de refracción extraordinario del $\text{LiNbO}_3\text{:Mg}$, en línea discontinua. Ambas figuras corresponde a la guía tipo A. Si comparamos estos perfiles con los de las mismas guías fabricadas sobre sustratos congruentes, se observa que son prácticamente indistinguibles. Lo más remarcable en este tipo de guías, es el aumento del índice de refracción extraordinario con respecto al sustrato, que se produce en la superficie tras la irradiación. Si observamos la Figura 9.2.b, el índice de refracción extraordinario aumenta en casi una centésima, hasta acercarse mucho al valor del índice de refracción del LiNbO_3 no dopado congruente.

9.2. Pérdidas de propagación y anchura de la barrera óptica.

Según los resultados del capítulo 7, es importante tener una barrera amorfa lo suficientemente ancha que permita hacer tratamientos térmicos a temperaturas altas, en torno a 350°C sin que se produzca pérdidas por efecto túnel. Por ello, los parámetros de irradiación se seleccionaron para obtener barreras anchas. Además, como la medida de pérdidas es más precisa para longitudes de propagación largas, para el estudio de las mismas, se usaron ángulos de irradiación de 45° , es decir guías tipo B. Para caracterizar determinar la profundidad de las guías y la anchura de la barrera amorfa, se midieron los índices efectivos asociados a los modos y a las resonancias. En la Figura 9.3.a se representa el cuadrado del índice efectivo N_m en función de $(m+1)^2$ para obtener la anchura de la barrera como se indica en el apartado 5.4.2. De la recta correspondiente a las resonancias y teniendo en cuenta la expresión (5.6.), se puede obtener la anchura de la guía más la barrera amorfa, que resulta ser de $5.6\ \mu\text{m}$. En la Figura 9.3.b se muestra el perfil de índice calculado a partir de los índices efectivos de los modos, se observa que la guía tiene una profundidad de $3.2\ \mu\text{m}$. Por tanto la anchura de la capa amorfa es de $2.4\ \mu\text{m}$. Según el análisis del capítulo 7, con este espesor de barrera, se evitan completamente las pérdidas por efecto túnel. Por lo que los valores que encontramos deben provenir de procesos de “scattering”. Además se confirma que la irradiación produce barreras muy similares a las que se generan en el LiNbO_3 no dopado congruente.



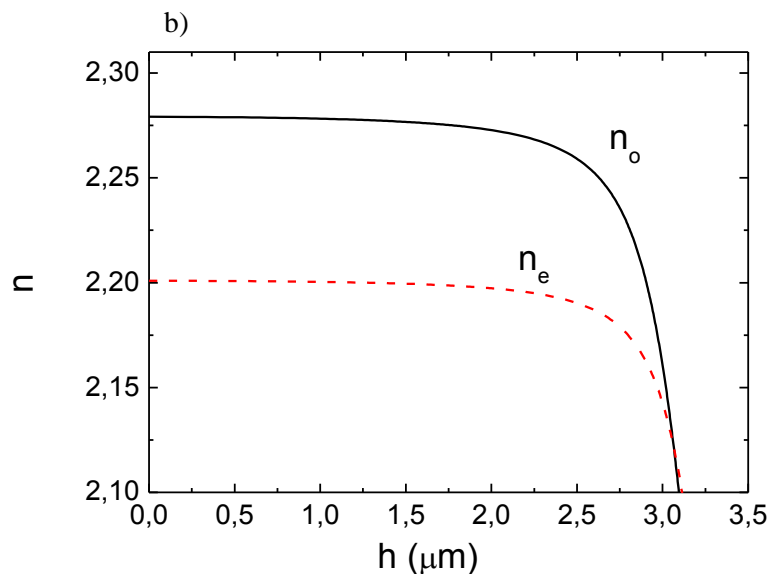


Fig. 9.3 (a) Índices efectivos medidos por la técnica de modos oscuros. En este caso se representa n_m^2 vs $(m+1)^2$ para poder calcular la anchura de la barrera amorfa. (b) Perfil de índice de refracción, reconstruido a partir de los índices efectivos por el método IWKB. Ambas figuras corresponde una guía tipo B

La medida de pérdidas de propagación se ha llevado a cabo mediante la misma técnica utilizada para las guías fabricadas en sustratos congruentes (ver apartado 5.5). Se han tomado imágenes de la luz dispersada por la guía a lo largo de la propagación para posteriormente evaluar su decaimiento

Las medidas se llevaron a cabo en la guía de onda tipo B para los primeros 4 modos y para polarización ordinaria y extraordinaria, tras realizar el citado tratamiento térmico de 1 h a 350 °C. Los resultados se muestran en la Figura 9.4, donde se representa el valor de las pérdidas de propagación en dB/cm en función del orden modal.

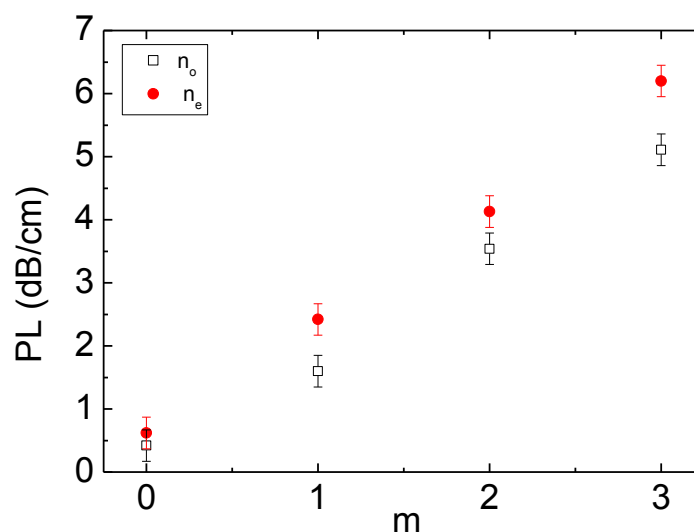


Fig. 9.4 Pérdidas de propagación par una guía tipo B para polarización ordinaria (círculos) y extraordinaria (cuadrados) en función del índice del modo

Los valores de las pérdidas de propagación obtenidos para los distintos modos, son muy similares, aunque ligeramente superiores, a los obtenidos en guías fabricadas sobre sustratos congruentes. Concretamente, para el modo fundamental se obtienen 0.4 y 0.6 dB/cm para polarización ordinaria y extraordinaria respectivamente. Estos valores son lo suficientemente bajos como para la utilización de guías SHI en sustratos dopados con Mg en aplicaciones tecnológicas. Además tratamientos a mas temperatura podrían, muy probablemente, disminuir aún más estos valores.

9.3. Determinación de los coeficientes ópticos no lineales.

Como se ha descrito en el capítulo de técnicas experimentales, la medida del coeficiente no lineal se ha realizado en configuración de transmisión. La manera habitual de proceder en este caso sería medir el coeficiente d_{33} para un cristal de $\text{LiNbO}_3\text{:Mg}$, y después medir dicho coeficiente para la muestra irradiada. Este procedimiento tiene el inconveniente de que durante el cambio de la muestra se pueden producir cambios de alineamiento en el montaje experimental que introducen error en la medida. Para solventar este problema, sobre un sustrato de LiNbO_3 dopado con Mg de un tamaño de 10 x 10 mm, se ha llevado a cabo una irradiación en una zona central de la muestra de unos 4x4 mm. De esta forma si se hace un barrido a lo largo de la muestra, midiendo el coeficiente d_{33} cada 0.5 mm, se obtiene información de la zona irradiada y de la zona no irradiada simultáneamente de la misma muestra. La medida se ha realizado sobre una guía tipo C. El resultado de la medida se muestra en la Figura 9.5.

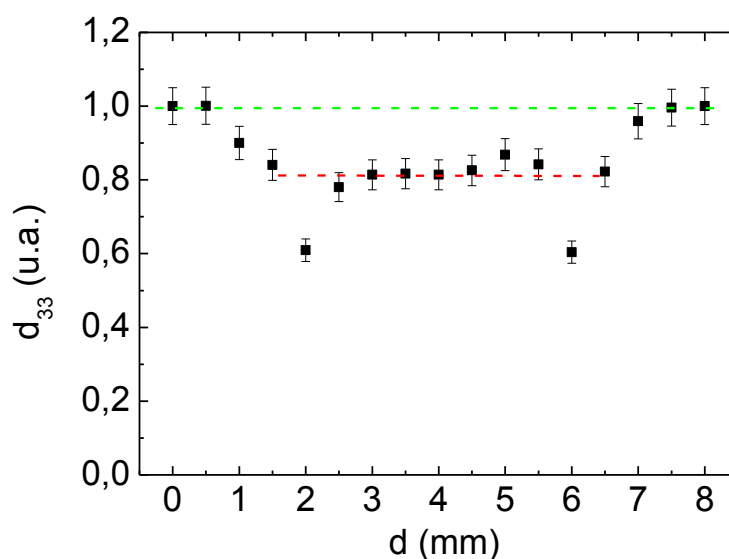


Fig. 9.5 Medida de la señal de segundo armónico en una muestra de LiNbO_3 : Mg cuya parte central ha sido irradiada (tipo C)

La Figura 9.5 muestra claramente la caída de la señal de segundo armónico en la zona irradiada (zona central), con respecto a la zona no irradiada. Cada uno de los puntos corresponde a un promedio de 10 medidas realizadas cada 0.5 mm. Tomando un valor medio para cada una de las zonas, línea roja para la zona irradiada y línea verde para la zona no irradiada, se puede extraer el valor relativo del coeficiente d_{33} de la guía con respecto al sustrato. En este caso ese valor es cercano al 80 %. Las guías SHI sobre sustratos con Mg, conservan por tanto esencialmente, de sus propiedades no lineales, siendo el valor relativo del coeficiente d_{33} mayor que en el caso del LiNbO_3 congruente [179], en el cual se hallaron valores en torno al 70 % [5].

9.4. Daño óptico fotorrefractivo. Umbral de daño y perfil modal

El motivo principal de utilizar sustratos dopados con Mg en la fabricación de guías de onda, es la mayor resistencia al daño óptico fotorrefractivo, que tienen estos sustratos. El objetivo es por tanto conseguir un funcionamiento libre de daño a más alta intensidad que en las guías sobre sustratos no dopados congruentes.

9.4.1. Umbral de daño y deformación del perfil modal

En primer lugar se ha medido el umbral de daño óptico para ambas polarizaciones, en una guía fabricada sobre un sustrato de LiNbO_3 :Mg con los parámetros de irradiación que se muestran en la Tabla 9.1 para una guía tipo B, los resultados se muestran en la Figura 9.6, donde se representa la intensidad desacoplada que pasa por el diafragma (ver capítulo 6.2), frente a la intensidad de entrada. Los umbrales de daño obtenidos son de 50 W/cm^2 para polarización extraordinaria y 100 W/cm^2 para polarización ordinaria.

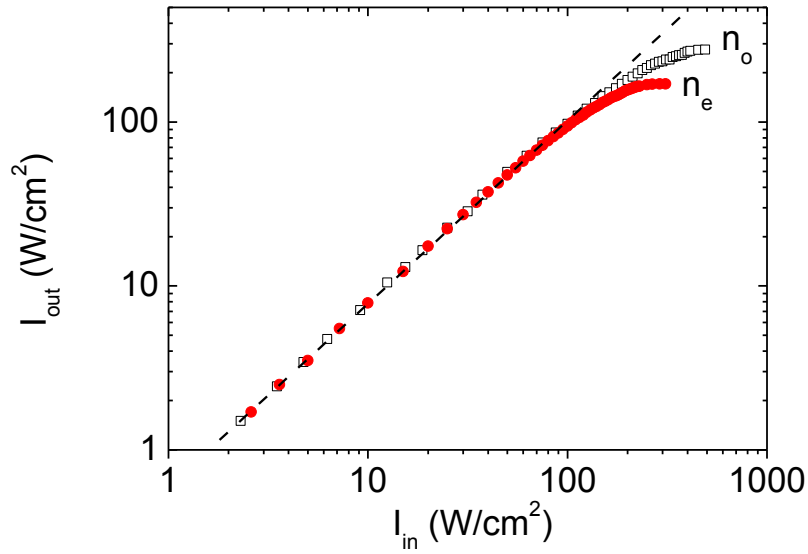


Fig. 9.6 Intensidad de luz desacoplada que pasa por el diafragma (ver capítulo 6.2) I_{out} frente a la intensidad acoplada I_{in} para ambas polarizaciones n_o (cuadrados) y n_e (círculos).

Al igual que hicimos en el caso de guías sobre sustratos congruentes, las medidas de umbral de daño óptico se completan tomando imágenes del perfil transversal del modo tras propagarse 7 mm por la guía. Las imágenes se toman con un perfilómetro, y permiten explorar la distorsión del modo por encima del umbral de daño óptico. Las imágenes obtenidas para distintas intensidades de luz incidente a la entrada de la guía, se muestran en la Figura 9.7.

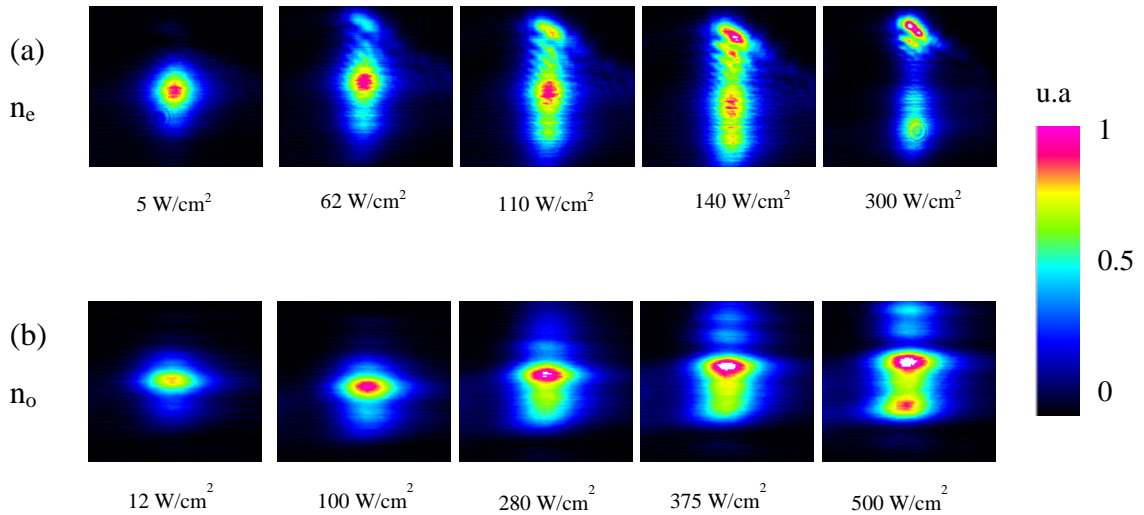


Fig. 9.7 Perfil de intensidad transversal del modo fundamental tras ser desacoplado y a una distancia de 20 cm de la guía. (a) Polarización extraordinaria (b) Polarización ordinaria. La dirección horizontal corresponde a la dirección de confinamiento en la guía.

Como se observa en las imágenes, para intensidades por encima del umbral de daño óptico, el perfil transversal del modo comienza a deformarse, ensanchándose verticalmente, que como ya se ha mencionado, corresponde al plano de la guía. De nuevo, la pérdida de linealidad observada en la Figura 9.6, que define el umbral de daño, coincide aproximadamente, con el comienzo de la deformación en la Figura 9.7.

Para evaluar en las mejores condiciones la eficacia del dopaje con Mg se ha medido el umbral de daño óptico para una guía fabricada con los mismos parámetros de irradiación que la de las Figuras 9.6 y 9.7, pero sobre un sustrato congruente (tipo D). En la Figura 9.8 se muestran los datos correspondientes al umbral para polarización extraordinaria para ambas guías.

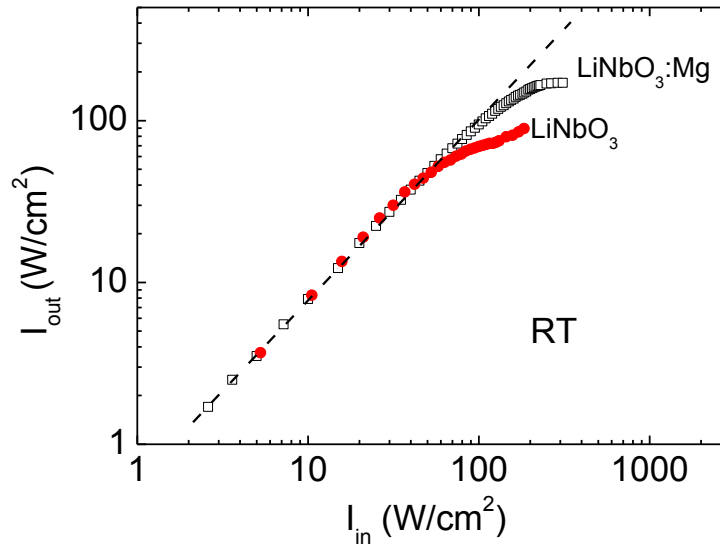


Fig. 9.8 Intensidad de luz desacoplada que pasa por el diafragma I_{out} frente a la intensidad acoplada I_{in} en polarización extraordinaria para sustratos de $\text{LiNbO}_3\text{:Mg}$ (cuadrados) y LiNbO_3 (círculos)

Se puede observar, un aumento de un factor algo mayor a 2, del umbral de daño óptico fotorrefractivo en el caso de la guía sobre un sustrato dopado con Mg. No obstante el aumento es menor de lo esperado, ya que en el caso del $\text{LiNbO}_3\text{:Mg}$ en volumen, o en guías de onda por intercambio protónico sobre sustratos dopados con Mg, el incremento es bastante mayor, entre 10 y 1000 [108,169,176].

9.4.2. Inhibición del daño óptico fotorrefractivo

El moderado incremento que se ha producido en el umbral de daño óptico al utilizar sustratos dopados con Mg, es insuficiente, y decidimos explorar el efecto del calentamiento para comparar con los resultados en guías no dopadas. Para una guía tipo A se midió el umbral de daño óptico a una temperatura de 90°C para el modo fundamental en polarización extraordinaria. Los resultados se muestran en la Figura 9.9. Por comparación se muestran en la misma figura los resultados obtenidos en una guía con los mismos parámetros de irradiación, pero fabricada sobre un sustrato congruente (tipo D). Como se puede ver, el calentamiento de la muestra permite alcanzar intensidades de hasta 30.000 W/cm^2 sin pérdida de linealidad y por

tanto sin deformación del haz. La mejora conseguida con respecto a las guías fabricadas sobre sustratos congruentes es de un factor 4 aproximadamente.

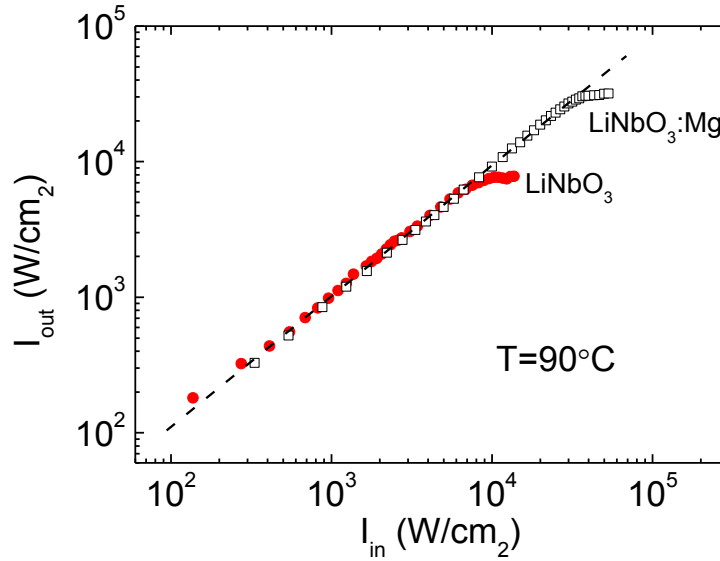


Fig.9.9 Intensidad de luz desacoplada que pasa por el diafragma I_{out} frente a la intensidad acoplada I_{in} para polarización ordinaria a una temperatura de 90°C en guías SHI fabricadas sobre sustratos de $\text{LiNbO}_3:\text{Mg}$ (cuadrados) y LiNbO_3 (círculos).

Como segundo paso en el estudio de la inhibición del daño óptico fotorrefractivo por calentamiento, se ha procedido a la visualización del perfil transversal del modo a través de un perfilómetro. En este caso se ha utilizado una intensidad constante igual a 1.050 W/cm^2 , la cual está claramente por encima del umbral de daño óptico para esta guía a temperatura ambiente. A la vez que la muestra se calienta, se han tomado una secuencia de imágenes del modo para controlar la evolución del perfil a medida que aumenta la temperatura. Dichas imágenes se muestran en la Figura 9.10.

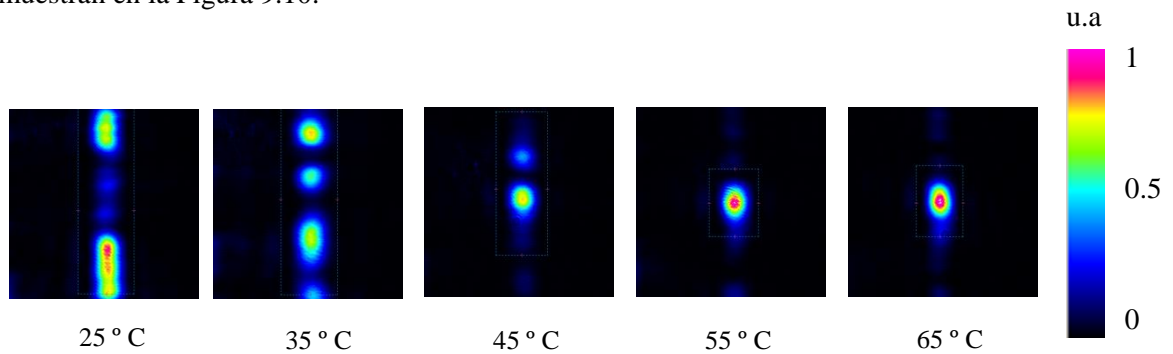


Fig. 9.10 Perfil transversal del modo fundamental tras ser desacoplado y a una distancia de 20 cm en polarización extraordinaria para diferentes temperaturas. La intensidad en la guía se ha mantenido constante en 1050 W/cm^2 . La dirección horizontal corresponde a la dirección de confinamiento en la guía.

A temperatura ambiente y para esa intensidad, el haz se encuentra muy deformado y ya ha aparecido filamentación, lo cual es lógico al ser una intensidad muy superior al umbral de daño óptico. No obstante, el calentamiento se muestra muy eficaz como método de inhibición, ya que con solo un aumento de 20°C el haz ha recuperado en gran parte su forma inicial, siendo necesaria sólo una temperatura de 55°C para eliminar completamente la deformación. Esto supone una mejora de 20° con respecto a las guías fabricadas sobre sustratos no dopados, en las cuales fue necesario elevar la temperatura a 75°C para conseguir el mismo efecto (ver apartado 8.4 del capítulo sobre daño óptico). En resumen el uso combinado de dopaje con Mg y calentamiento de la muestra, da los mejores resultados de cara a aumentar los umbrales de daño.

9.5. Guías SHI sobre sustratos estequiométricos.

Finalmente, se investigó la posibilidad de fabricar y estudiar las propiedades, de guías de onda SHI, sobre sustratos de LiNbO_3 estequiométricos. Este tipo de sustratos tienen cualidades similares a los dopados con Mg en cuanto a resistencia al daño óptico [176]. Al no haber deficiencia de Li en estos cristales, el segundo centro no está presente y el daño óptico es muy pequeño comparado con los cristales congruentes.

La fabricación se ha llevado a cabo con éxito también en este tipo de cristales obteniendo guías de onda ópticas con las mismas características que en los casos anteriores. Cabe destacar también, que en este caso se produce un aumento del índice de refracción extraordinario tras la irradiación. De nuevo el valor alcanzado en la superficie de la guía, es muy similar al del índice de refracción, del LiNbO_3 no dopado congruente. Además, el aumento es mayor, con respecto al índice de refracción del sustrato, al ser el valor del índice de refracción extraordinario del LiNbO_3 estequiométrico en volumen, menor que el del LiNbO_3 dopado con Mg [28,29].

En la Figura 9.11 se muestra el perfil de índice de una guía tipo E, sobre un sustrato estequiométrico.

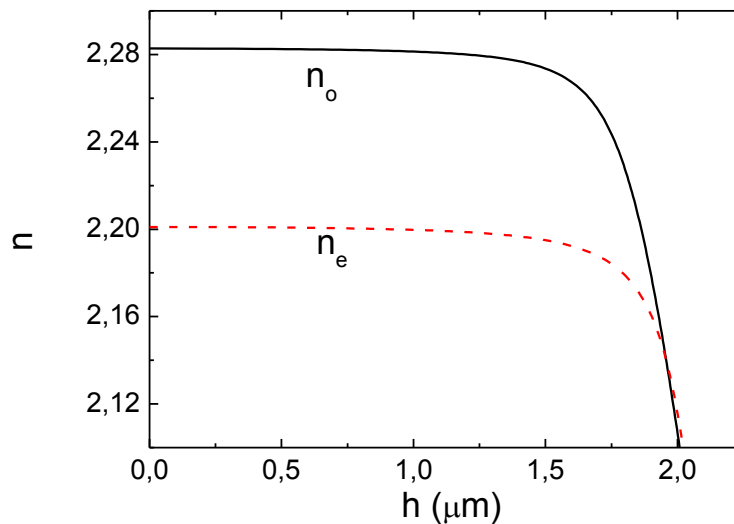


Fig. 9.11 Perfil de índice de refracción para una guía tipo E reconstruido a partir de los índices efectivos por el método IWKB

También se han podido conseguir pérdidas de propagación razonablemente bajas, y tras un tratamiento térmico de 90 minutos a 350°C se han conseguido valores de 0.7 y 1.1 dB/cm para polarización ordinaria y extraordinaria respectivamente.

Por último también se ha determinado el umbral de daño óptico en las guías de onda fabricadas en este tipo de sustratos. Los resultados son similares a los obtenidos en el caso de cristales dopados con Mg. En la Figura 9.12 se muestra las curvas de umbral de daño para la guía estudiada para ambas polarizaciones.

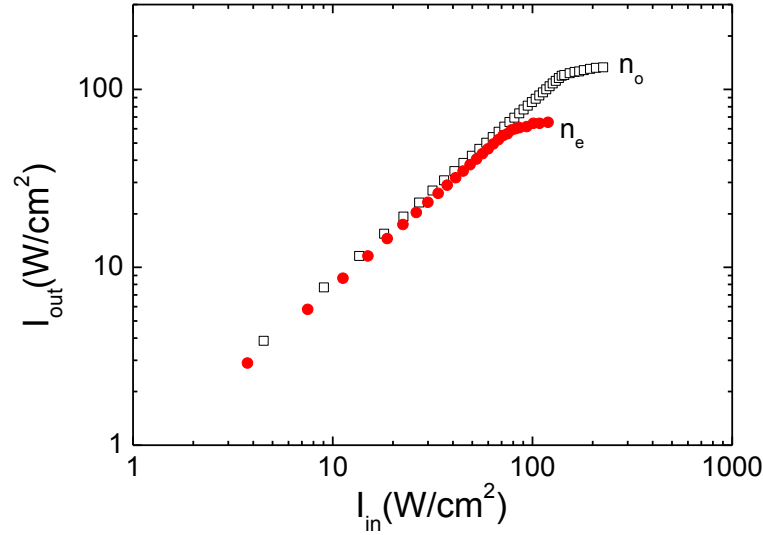


Fig. 9.12 Intensidad de luz desacoplada que pasa por el diafragma I_{out} , frente a la intensidad acoplada I_{in} para ambas polarizaciones n_o (cuadrados) y n_e (círculos).

Como se puede observar el umbral de daño óptico está en valores muy parecidos a los obtenidos en guías sobre sustratos dopados con Mg y a su vez ambos son del orden, aunque algo mayores, que los umbrales en guías sobre sustratos congruentes.

9.6. Resumen y discusión.

En este capítulo se ha demostrado que se pueden fabricar con éxito, guías de onda en sustratos dopados con Mg y estequiométricos de forma exitosa. Se han conseguido guías de onda con un gran salto de índice y una barrera amorfa suficientemente ancha como para evitar el efecto túnel. El efecto de la irradiación sobre este tipo de sustratos parece ser muy similar al que tiene sobre los sustratos congruentes. Ya que para los mismos parámetros de irradiación, se consiguen guías con una anchura muy parecida tanto de la capa cristalina como en la barrera amorfa. Se puede concluir que la amorfización tiene lugar en una región alrededor del pico de Bragg [8] del poder de frenado electrónico.

Para obtener pérdidas de propagación suficientemente bajas, se ha seguido el método utilizado en la optimización de las mismas en guías sobre sustratos congruentes. Mediante un tratamiento térmico de 90 minutos a una temperatura de 350°C se han conseguido obtener guías de onda con pérdidas por debajo de 1 dB/cm. Tanto en las fabricadas sobre sustratos dopados con Mg como en las fabricadas sobre sustratos congruentes.

Se ha medido también el coeficiente no lineal d_{33} en las guías sobre sustratos dopados con Mg, encontrando valores relativos incluso más altos que los hallados por otros autores en guías sobre sustratos congruentes [140]. La no linealidad en este tipo de guías se ha estimado en torno al 80% de la hallada en el cristal no irradiado.

En cuanto al daño óptico, aunque se ha conseguido elevar el umbral de daño entre 2 y 4 veces con respecto al LiNbO_3 congruente, el aumento del umbral es pequeño comparado con los valores alcanzados en volumen o en otro tipo de guías como la fabricadas por intercambio protónico.

Para dar una explicación a este aumento moderado del umbral de daño óptico, hemos de acudir de nuevo al modelo de dos centros introducido en el capítulo 3. El modelo de dos centros predice la dependencia del cambio de índice con la intensidad, y los efectos derivados del mismo, mediante la introducción de un segundo centro que actúa a altas intensidades. Este segundo centro, es un defecto intrínseco del LiNbO_3 congruente, concretamente el Nb en sitio de Li o antisitio, resultante de la deficiencia de Li en el cristal. La causa de la inhibición del daño óptico en los cristales dopados con Mg estriba en que durante el crecimiento, el Mg ocupa esas vacantes de Li y por encima de una cierta concentración de Mg, el daño óptico desaparece a efectos prácticos [166,169-171,173]. Por tanto, para poder explicar un incremento del umbral de daño óptico de sólo un factor dos, y teniendo en cuenta que la concentración de Mg es la adecuada, como ha quedado de manifiesto en la medida del borde de absorción del cristal, la hipótesis más plausible es que la irradiación genere Nb en sitio de Li.

Otro dato experimental consistente con esta explicación, es el aumento del índice de refracción extraordinario que se observa después de la irradiación (apartado 9.1). En la Figura 9.13 se muestra el perfil de índice extraordinario de una guía tipo A, junto con los valores del índice de refracción extraordinario para el LiNbO_3 congruente y dopado con Mg en volumen. Se puede apreciar cómo tras la irradiación el índice en la superficie ha aumentado hasta alcanzar un valor muy similar al del LiNbO_3 congruente.

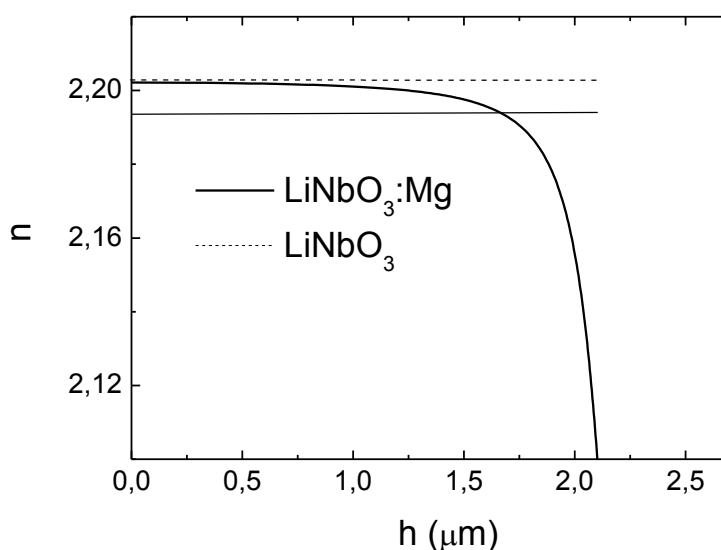


Fig.9.13 Perfil de índice de refracción extraordinario de una guía tipo A. Las líneas horizontales corresponden al valor del índice de refracción extraordinario del sustrato en volumen para $\text{LiNbO}_3:\text{Mg}$ (línea continua) y LiNbO_3 congruente (línea discontinua).

Los resultados obtenidos en guías SHI fabricadas sobre sustratos estequiométricos arrojan resultados muy similares, con un aumento moderado del umbral de daño óptico y un aumento del índice de refracción extraordinario en la superficie hasta alcanzar valores muy similares a los del cristal congruente.

Un hecho significativo es que el aumento del cambio de índice de refracción extraordinario, es en este caso mayor que en las guías dopadas con Mg. Siendo el índice de refracción extraordinario del LiNbO_3 estequiométrico en volumen de 2.185, el valor del índice de refracción en la superficie de la guía es de 2.201 aproximadamente. Es decir la irradiación no provoca un aumento constante del índice de refracción extraordinario, sino que provoca un aumento diferente en cada caso hasta equipararlo al del cristal congruente en volumen.

Todas estas evidencias apoyan la hipótesis de que la irradiación con iones de alta energía y masa media, genera antisitios en el LiNbO_3 , haciendo a efectos de las anteriores medidas, que el LiNbO_3 dopado con Mg, se comporte en gran medida como el cristal congruente. Las diferencias ópticas entre un cristal de LiNbO_3 congruente y otro dopado con Mg ó estequiométrico son el índice de refracción, la resistencia al daño óptico y el borde de absorción. Las guías SHI se comportan en lo que índice de refracción y daño óptico, de forma muy similar a un cristal congruente. Aunque se han llevado a cabo espectros de absorción en las guías de onda, toda la información proveniente de la guía queda enmascarada por la señal del cristal en volumen y no se han encontrado diferencias significativas entre las muestras irradiadas y las no irradiadas.

No obstante, esta hipótesis, aunque plausible, plantea importantes cuestiones, y abre un campo de investigación sobre los mecanismos por los cuales la irradiación con iones de alta energía, hace que el LiNbO_3 dopado con Mg, pierda parte de su resistencia al daño, y se produzca un aumento del índice de refracción extraordinario.

9.7. Conclusiones

Se han fabricado con éxito guías de onda SHI sobre sustratos dopados con Mg y también sobre sustratos estequiométricos. Las guías de onda obtenidas, mantienen las excelentes propiedades de las guías de onda sobre sus tartos no dopados: perfiles de índice de tipo escalón, con salto de índice $\Delta n \sim 0.1$ para polarización extraordinaria y $\Delta n \sim 0.2$ para polarización ordinaria, bajas pérdidas de propagación, del orden de 0.5 dB/cm y coeficientes no lineales de un 80 % con respecto a los del sustrato. Sin embargo, el daño óptico fotorrefractivo, presenta un comportamiento inesperado, con un aumento moderado en el umbral de daño óptico. Este resultado junto con el aumento en el índice de refracción extraordinario en la superficie de las guías, apunta a cambios estructurales producidos en el cristal por la irradiación. La generación de antisitios parece ser la hipótesis más plausible. No obstante, una confirmación de esta suposición necesitaría de experimentos más específicos.

Capítulo 10

Generación de segundo armónico en guías de onda SHI

En este capítulo se aborda por primera vez la utilización de la guías de onda SHI en una aplicación concreta. La consecución de generación de segundo armónico en guías SHI supone un punto de inflexión en su desarrollo, y las postula como guías de onda perfectamente válidas para su utilización en aplicaciones de fotónica integrada. Concretamente se va a utilizar una de estas guías en generación de segundo armónico, para obtener luz verde de 532 nm a partir de un láser de Nd:YAG de 1.064 nm.

El proceso por el cual se va a llevar a cabo la conversión, es mediante ajuste birrefringente de los índices efectivos de los dos modos involucrados. Para una mejor comprensión de dicho proceso, al comienzo del capítulo se van a tratar en detalle los pormenores de este proceso en concreto, y lo vamos a comparar con el que se utiliza más frecuentemente, y que consiste en la utilización de estructuras de polarización periódica para compensar la diferencia de índices entre el haz fundamental y el doblado.

En la presentación de resultados, se distinguen dos partes. En una primera se ha tratado de encontrar el ajuste de fases por temperatura y de confirmar las predicciones hechas en los cálculos previos, para más tarde, buscar la máxima eficiencia aumentando la potencia del haz fundamental. También se han utilizado guías sobre sustratos dopados con Mg en un intento de mejorar la eficiencia. Por último los resultados serán discutidos y valorados al final del capítulo.

10.1. Ajuste de fase en LiNbO₃

Debido a la respuesta no lineal del LiNbO₃ al campo eléctrico aplicado, en este caso, el asociado a la luz incidente, la polarización eléctrica inducida en el material tiene un término de 2º orden que se escribe de manera general mediante la Ecuación 10.1.

$$P_i = \sum_{jk} d_{ijk} E_j E_k \quad (10.1)$$

Donde d_{ijk} es el tensor de tercer orden compuesto por los coeficientes no lineales, y E_j y E_k son las distintas componentes de los campos eléctricos implicados en el proceso.

Según vimos en el apartado 1.4.1 para generación de segundo armónico, en que un sólo haz está involucrado en el proceso, y si se utiliza la notación contraída, la polarización en el material, se puede expresar en forma matricial por la ecuación:

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x E_x \\ E_y E_y \\ E_z E_z \\ E_x E_y \\ E_x E_z \\ E_y E_z \end{pmatrix} \quad (10.2)$$

En nuestro caso, se utiliza un sustrato corte Z, la propagación de la luz es a lo largo del eje X y la polarización de la luz es en la dirección de uno de los ejes principales, ordinaria (paralela al eje Y) o extraordinaria (paralela al eje Z). Para este caso particular, la expresión de la polarización eléctrica en el material, se reduce como se indica a continuación.

Para polarización extraordinaria del haz fundamental sólo $E_z \neq 0$ y la Ecuación 10.2 se reduce a:

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ d_{33} \cdot E_z^2 \end{pmatrix} \quad (10.3)$$

Para polarización ordinaria del haz fundamental sólo $E_y \neq 0$ y la Ecuación 10.2 se reduce a:

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ d_{22} \cdot E_y^2 \\ d_{31} \cdot E_y^2 \end{pmatrix} \quad (10.4)$$

En las ecuaciones 10.3 y 10.4, se aprecia como dependiendo de la polarización de la luz incidente, la respuesta del material a través de la polarización eléctrica (momento dipolar por unidad de volumen), es en la dirección Z, en el caso de la ecuación 10.3 o en la dirección Y y Z en el caso de la ecuación 10.4. Pero para que la conversión sea efectiva, las ondas generadas en los diferentes puntos del material tienen que interferir constructivamente (ajuste de fase). Para que esto ocurra el índice de refracción del haz fundamental y del haz de frecuencia doble, debe ser el mismo. La dispersión del índice de refracción con la longitud de onda del LiNbO₃, hace que el valor del índice de refracción del haz fundamental, sea distinto que el del haz doblado.

En el caso concreto que nos ocupa, en el que el haz fundamental se propaga a lo largo del eje principal X, y la polarización es ordinaria o extraordinaria, podemos distinguir dos situaciones diferentes.

Si el haz fundamental tiene polarización extraordinaria, la generación de segundo armónico está determinada por el coeficiente d_{33} , que es el que tiene el mayor valor de todos los coeficientes no lineales para el LiNbO₃. El problema de esta configuración y atendiendo a la Ecuación 10.3, es que la luz generada tiene también polarización extraordinaria, ya que la polarización sólo tienen componente Z. Debido a la dispersión del índice de refracción del LiNbO₃ (ver figura 10.1) la diferencia de índices de refracción entre el haz generado (532 nm) y el haz fundamental (1.064 nm) es grande, y las ondas generadas en diferentes puntos del material interfieren destructivamente en periodos espaciales pequeños (ver apartado 1.4.1). Este proceso lo nombraremos como generación e-e de aquí en adelante.

Si consideramos ahora el caso en el que el haz fundamental tiene polarización ordinaria, se ve de la ecuación 10.4 que se generan ambas polarizaciones en el material. La componente Y de la polarización eléctrica produce un haz de polarización ordinaria (paralela al eje Y), y la componente Z de la polarización eléctrica, produce un haz de polarización extraordinaria (paralela al eje Z) (ver Ecuación 10.4). El haz doblado con polarización ordinaria, es proporcional al coeficiente d_{22} . En este proceso aparte de que el coeficiente involucrado es el más pequeño de todos los de LiNbO_3 , la diferencia de índices entre el haz fundamental y doblado, es grande por la misma razón que en el caso e-e. Por tanto, esta posibilidad, es de poco interés tecnológico, ya que aún a dos circunstancias no deseadas para la generación de segundo armónico, como son una gran diferencia de los índices de refracción, y un valor pequeño del coeficiente no lineal correspondiente.

La segunda posibilidad que se tiene con un haz de polarización ordinaria, es la generación de segundo armónico a partir del coeficiente d_{31} , en cuyo caso el haz generado de frecuencia doble, tiene polarización extraordinaria. En este caso, al tener el haz fundamental y el haz doblado polarizaciones cruzadas, la diferencia de índices de refracción es muy pequeña para longitudes de onda alrededor $1\mu\text{m}$. Además, el valor del coeficiente no lineal es razonablemente alto siendo el segundo mayor del LiNbO_3 [11]. Este proceso lo nombraremos a partir de ahora como conversión o-e.

Para explicar esto de una manera más gráfica, en la Figura 10.1 se muestra la dispersión del índice de refracción del LiNbO_3 para polarización ordinaria y extraordinaria. También se ha representado, con una línea horizontal, el valor concreto del índice de refracción extraordinario a 532 y a 1064 nm (línea discontinua), y el valor del índice de refracción ordinario a 1064 nm (línea continua). Las curvas de dispersión del LiNbO_3 han sido obtenidas a partir de una ecuación tipo Sellmeyer utilizando los parámetros dados en la referencia [28].

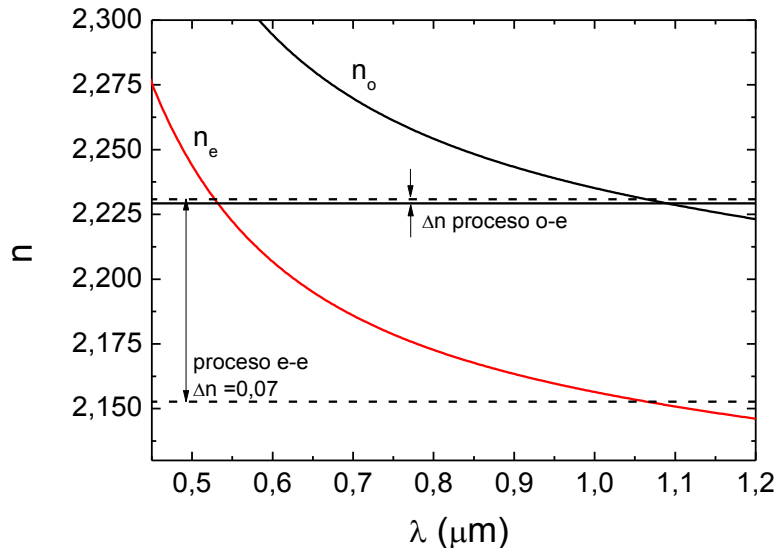


Fig. 10.1 Dispersión del índice de refracción del LiNbO_3 para ambas polarizaciones. Las líneas horizontales corresponden al valor del índice de refracción extraordinario (línea discontinua) a 532 y 1064 nm, y ordinario (línea continua) a 1.064 nm. Se indican también las diferencias en los índices de refracción para los dos procesos citados en el texto.

En la figura se puede apreciar que la diferencia de índices para el proceso e-e es de 0.077. Esto implica que las ondas generadas en el material interfieren destructivamente en distancias del orden de $3.5 \mu\text{m}$. Para conseguir ajuste es necesario estructuras de polarización periódicas en el material (PPLN), cuya fabricación no es sencilla, aunque se obtienen muy buenas eficiencias.

En el proceso o-e la diferencia de índices es mucho más pequeña, inferior a 0.002 por lo que las ondas generadas interfieren destructivamente en distancias mucho mayores, superiores a $200 \mu\text{m}$. Para lograr la máxima eficiencia en este caso, hay dos posibilidades. La primera consiste en utilizar PPLN, con la ventaja de que estos tendrán periodos del orden de $0,5 \text{ mm}$ [180].

La otra forma de hacer el ajuste de fases es mediante temperatura. Al tener el haz fundamental y el haz doblado polarizaciones cruzadas la variación del índice de refracción con la temperatura es muy diferente en un caso y en otro y por tanto la diferencia de los índices de refracción tiene una gran dependencia con la temperatura con la temperatura.

Si consideramos la longitud de coherencia, que básicamente es la distancia a partir de la cual las ondas generadas empiezan a interferir destructivamente, apreciaremos muy bien la diferencia entre ambos procesos. La longitud de coherencia se expresa mediante la siguiente ecuación.

$$L = \frac{\lambda}{2(n_\omega - n_{2\omega})} \quad (10.5)$$

Donde n_ω y $n_{2\omega}$ se refieren a los índices de refracción de la luz de frecuencia ω y 2ω respectivamente. Como se aprecia, depende del inverso de la diferencia de índices de refracción y de la longitud de onda. En la Figura 10.2 se muestra la dependencia de dicha cantidad para los procesos de conversión e-e y o-e en función de la temperatura. Las curvas han sido obtenidas a partir de los índices de refracción calculados con una ecuación de Sellmeyer dependiente de la temperatura extraída de la referencia [29].

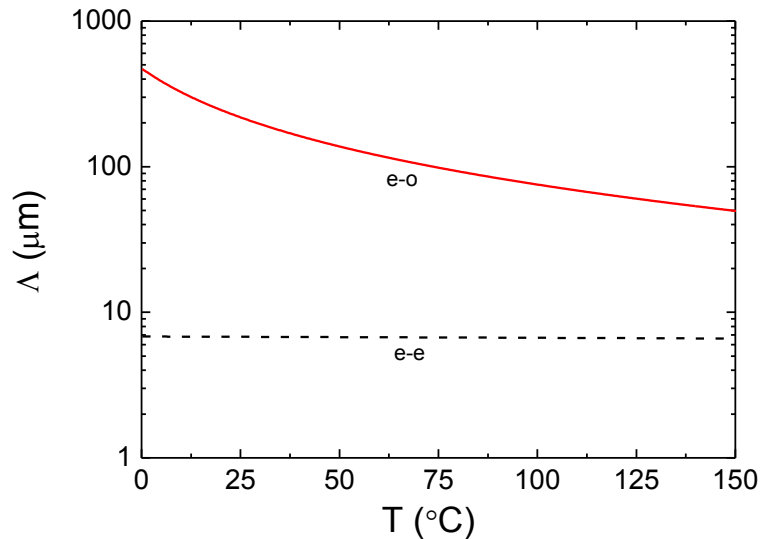


Fig. 10.2 Dependencia con la temperatura de la longitud de coherencia para el LiNbO_3 en dos procesos de doblado de frecuencia diferentes. La línea roja corresponde a conversión birrefringente ordinario-extraordinario (o-e). La línea negra es la conversión extraordinario-extraordinario (e-e)

Nótese que en el rango de temperaturas representado la longitud de coherencia en el proceso o-e varía un orden de magnitud mientras que en proceso e-e la variación es de apenas unas pocas centésimas de micra. La longitud de coherencia es una cantidad que da idea de cómo de diferentes son los índices de refracción del haz fundamental y del haz doblado. Para el caso de ajuste perfecto, la longitud de coherencia tiende a infinito. En la anterior figura se aprecia cómo Λ crece rápidamente para el proceso o-e al disminuir la temperatura, para conseguir el ajuste perfecto en el LiNbO_3 habría que bajar de la temperatura de 0 °C [180].

10.2. Ajuste modal en guía de onda SHI.

En el apartado anterior se han expuesto los procesos de generación de segundo armónico más interesantes en el LiNbO_3 . En este apartado se va a tratar de la generación con el proceso o-e en guía de onda. La configuración de guía de onda nos abre otra posibilidad, sin la necesidad de tener que enfriar la muestra a temperaturas tan bajas. En guía de onda, para que se produzca el ajuste de fases, se debe dar la igualdad entre los índices efectivos del modo del haz fundamental (ω) y el haz doblado (2ω), ver apartado 2.4. Mediante el diseño de la guía de onda se puede hacer que los índices efectivos sean lo más parecidos posible y posteriormente hacer el ajuste final con temperatura. La situación ideal es que el ajuste se produzca entre ambos modos fundamentales, ya que en este caso la integral de solapamiento (ver apartado 2.4), y por lo tanto la generación de segundo armónico serán máximos.

Al diseñar la guía de onda, hay que tener en cuenta aspectos experimentales importantes. Debido a que el acoplo de la luz a la guía se hace a través de un prisma, es deseable que el ajuste final con temperatura se haga mediante calentamiento y no por enfriamiento. En un ambiente de humedad normal, enfriar por debajo de 10° C supone que el vapor de agua ambiental se condensa en el prisma, y hace imposible acoplar la luz a la guía. Por lo tanto, para doblar luz infrarroja con $\lambda=1.064$ nm, el diseño de la guía debe ser tal, que el índice efectivo del modo extraordinario a 532 nm, sea ligeramente inferior al índice efectivo del modo fundamental a 1064 nm. Conseguido esto, al calentar, y debido a que el índice extraordinario crece mucho más rápido con la temperatura que el índice ordinario [29], se consigue el ajuste de fase.

En el caso concreto de guías de onda SHI, se ha calculado el índice efectivo del modo fundamental ordinario a 1.064 nm, y el índice efectivo del modo fundamental extraordinario a 532 nm. En la Figura 10.3 se muestran los resultados de dichos cálculos en función de la profundidad de la guía.

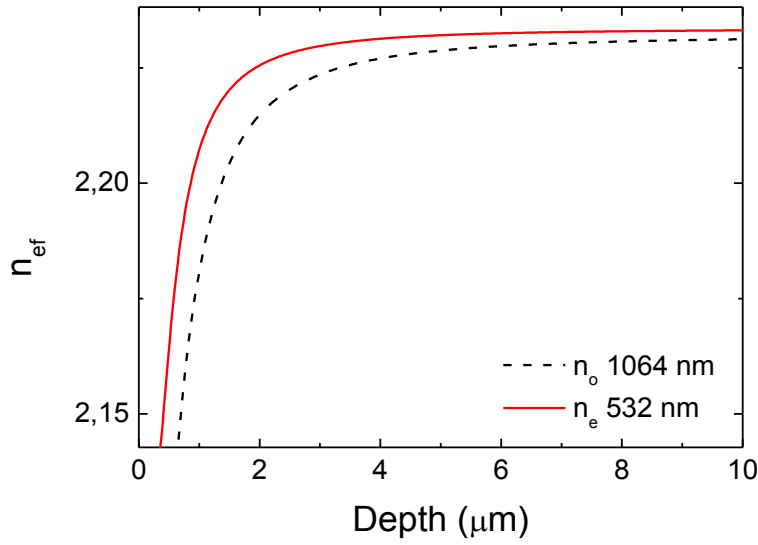


Fig.10.3 Índices efectivos teóricos del modo fundamental para una guía SHI en función del espesor de la misma. En línea negra el índice efectivo ordinario a 1064 nm y en línea roja el índice efectivo extraordinario a 532 nm. Los índices efectivos se han calculado resolviendo la ecuación de la guía de onda por el método de bipartición.

Como se observa en la Figura 10.3 no es posible, variando la anchura de la guía de onda, lograr el ajuste fases, ya que ambas curvas no se cortan. Además los valores de los índices efectivos son similares a los del sustrato, y el índice efectivo del modo extraordinario está siempre por encima. Por tanto, para hacer el ajuste de fase, sería necesario enfriar la muestra, más incluso que en volumen [180] al ser la diferencia de índices ligeramente mayor en la guía.

Por todo lo dicho, para conseguir el ajuste de fase, y que éste se pueda hacer mediante calentamiento de la muestra, es necesario recurrir al ajuste de fases o igualación de índices entre modos con diferente índice. Concretamente, el ajuste se va a llevar a cabo entre el modo $m = 0$ del haz fundamental, y el modo $m = 2$ del haz doblado. Es previsible que para este caso, el índice efectivo del haz doblado será menor que el índice efectivo del haz fundamental, y el ajuste final se podrá hacer por calentamiento. Además por razones de simetría la integral de solapamiento es mucho mayor si la conversión se hace con este modo, que con el modo $m = 1$.

10.3. Generación de segundo armónico en guías de onda SHI sobre sustratos no dopados

El análisis del apartado 10.2, nos indica las características necesarias que debe tener una guía SHI para poder llevar a cabo la conversión o-e. Se necesita una guía de onda, en la cual el índice efectivo del modo $m = 2$ extraordinario a 532 nm, sea ligeramente inferior al índice efectivo del modo fundamental a 1064 nm.

Con este propósito, se fabricó una guía de onda sobre un sustrato de LiNbO_3 corte Z con los parámetros de irradiación F20-4e14-0°. Posteriormente se hizo un tratamiento térmico de 1h de duración a una temperatura de 350°C para eliminar centros de color y defectos estructurales

producidos por la irradiación. A continuación se midieron las pérdidas de propagación a una longitud de onda de 633 nm obteniendo un valor de 0.65 dB/cm para n_o y 0.82 dB/cm para n_e .

Para caracterizar completamente la guía de cara a la generación de segundo armónico, se midieron los índices efectivos y se hizo la reconstrucción del perfil del índice de refracción para el índice ordinario a 1.064 nm y el índice extraordinario a 532 nm. En la Figura 10.4, además de los perfiles de índice de refracción, se representan los valores de los índices efectivos de los tres primeros modos para ambas polarizaciones (líneas horizontales). Se puede observar, que tal como era necesario, el índice efectivo del modo $m = 2$ extraordinario, es ligeramente menor que el índice efectivo del modo $m = 0$ ordinario.

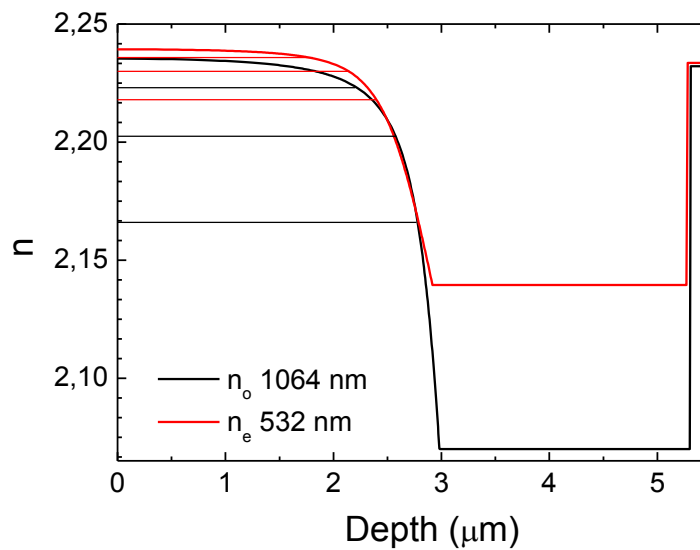


Fig.10.4 Perfiles de índice de refracción y valor de índices efectivos de los tres primeros modos, para índice ordinario a 1064 nm (línea negra) e índice extraordinario a 532 nm (línea roja) de la guía SHI con parámetros de irradiación $F20-4e14-0^\circ$

El montaje experimental que hemos usado para realizar los experimentos de segundo armónico es muy sencillo. La guía de onda se coloca sobre una montura con un surco para acoplar una resistencia, y así poder calentar la muestra. La temperatura se mide con un termopar, y tanto éste como la resistencia, esta conectados a un controlador que permite mantener la muestra a una temperatura determinada con una precisión de 0.1 °C. El haz fundamental infrarrojo ($\lambda=1.064$ nm) se acopla a la guía mediante un prisma de rutilo. El desacoplo se hace por el mismo método. Tras el segundo prisma, se coloca un filtro que absorbe la luz infrarroja, y a continuación un detector para medir la potencia del haz doblado. En la Figura 10.5 se muestra de forma esquemática el montaje experimental utilizado.

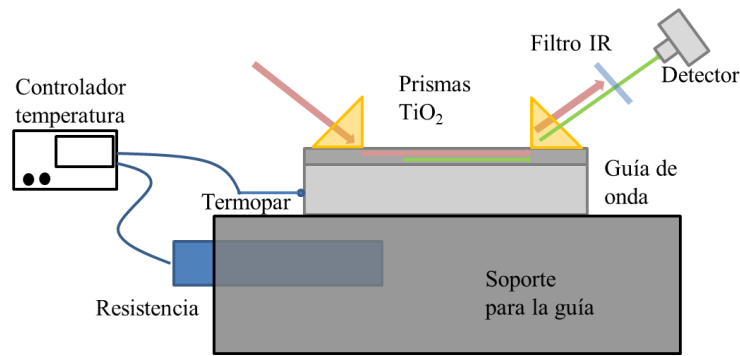


Figura 10.5 Montaje experimental para la generación de segundo armónico, sintonizado con temperatura en guías de onda planares.

Para hacer el ajuste de fase entre los modos comentados, se procede al calentamiento de la muestra. Con el aumento de temperatura, el índice de refracción extraordinario crece mucho más rápido que el índice de refracción ordinario, por lo que se puede conseguir igualar el índice efectivo de ambos modos y por tanto el ajuste birrefringente. En la Figura 10.6 se muestra la potencia de segundo armónico obtenida, en función de la temperatura de la muestra. La potencia del haz infrarrojo en la guía, se ha mantenido constante en todo el proceso en 105 mW. Como se puede ver claramente, el ajuste fase se consiguió a una temperatura de 90°C. Alcanzando una potencia máxima de segundo armónico de 160 μ W.

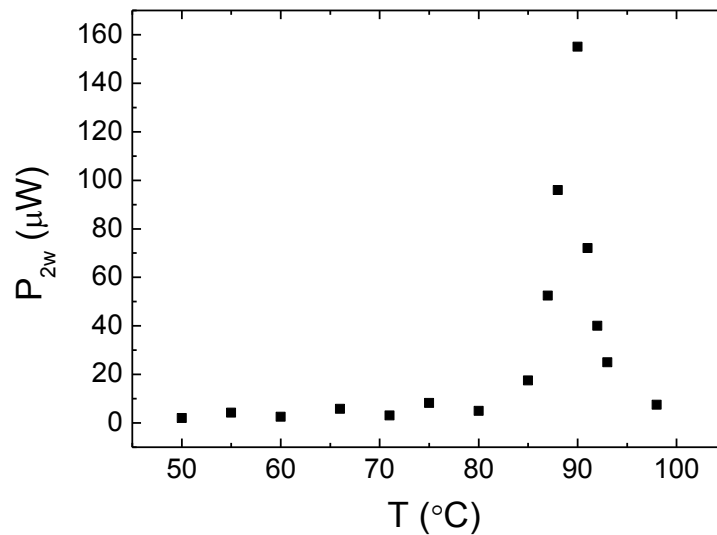


Fig. 10.6. Potencia de segundo armónico (532 nm) en función de la temperatura de la muestra. La potencia del haz fundamental en la guía se ha mantenido constante en 105 mW.

Para confirmar que el ajuste entre modos se ha llevado a cabo entre el modo $m = 0$ del haz fundamental y el modo $m = 2$ del haz doblado, se ha tomado una imagen de éste último a la salida de la guía. Dicha imagen se muestra en la Figura 10.7.

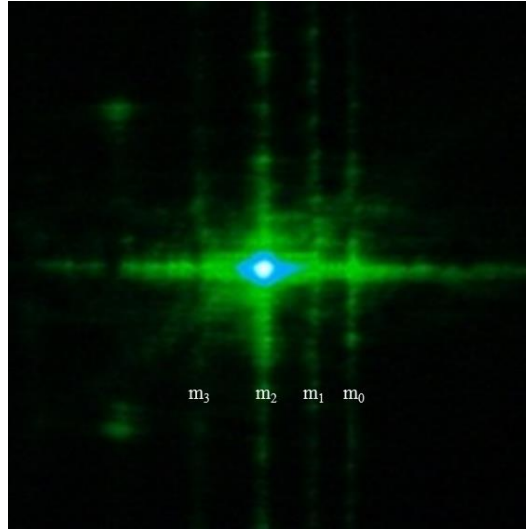


Fig. 10.7 Fotografía a la salida de la guía de onda tras el proceso de generación de segundo armónico. En el centro el modo $m = 2$, que es el que se encuentra en ajuste de fases, a la derecha el modo $m = 0$ y $m = 1$ que se excitan por procesos de scattering.

En la imagen se puede ver a la derecha el modo fundamental, al lado el primer modo excitado y en el centro el modo $m = 2$, mucho más brillante al ser el que su índice efectivo está ajustado con el del modo $m = 0$ del haz fundamental. Nótese que sólo el modo $m = 2$ se está generando en la guía y es por procesos de scattering de este modo, que parte de la energía es transferida a otros modos, de ahí que también aparezcan visibles en la fotografía. Esta imagen confirma las predicciones hechas para la generación de segundo armónico entre modos.

Finalmente se ha medido la dependencia de la potencia de segundo armónico frente a la potencia del haz fundamental. Los resultados se muestran en la Figura 10.8.a en escala lineal. La potencia máxima alcanzada a 532 nm ha sido de 750 μW , siendo la potencia del haz infrarrojo de 250 mW en la guía, lo que significa una eficiencia cercana al 1 %/W. En la Figura 10.8.b. se muestra los mismos puntos experimentales, pero en escala logarítmica. Como se puede apreciar, los datos en este caso se ajustan perfectamente a una recta de pendiente 2, lo que confirma la dependencia cuadrática, y por tanto, la naturaleza no lineal de segundo orden del proceso.

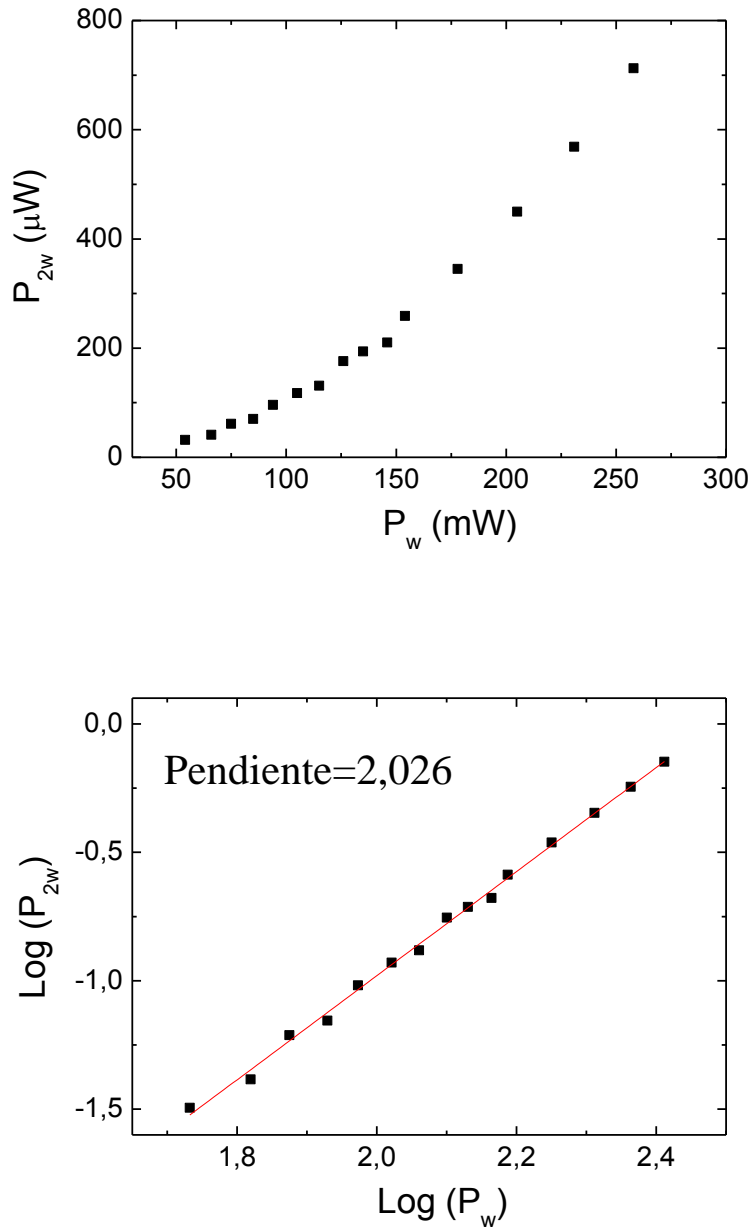


Fig. 10.8. Potencia de segundo armónico (532 nm) frente a potencia del haz fundamental (1064 nm). a) Escala lineal. b) Escala logarítmica.

10.4. Generación de segundo armónico en guías de onda SHI sobre sustratos dopados con Mg.

En el apartado anterior se ha visto que guías de onda fabricadas sobre sustratos congruentes, no es posible hacer un ajuste birrefringente entre los dos modos fundamentales. Este ajuste sería muy deseable por ser la integral de solapamiento máxima para estos dos modos. El índice de refracción de partida del sustrato impide este ajuste, para una longitud de onda fundamental de 1064 nm. Dicho de otra forma, para un cristal no dopado, no es posible diseñar una guía de onda

en la que el índice efectivo extraordinario del modo fundamental a 532 nm, sea más pequeño que el índice efectivo ordinario del modo fundamental a 1064 nm.

Por ello, se buscaron alternativas para hacer el ajuste de fase entre modos fundamentales. Una posibilidad, era utilizar para la fabricación de las guías de onda, sustratos dopados con Mg. En el $\text{LiNbO}_3:\text{Mg}$ el índice de refracción extraordinario sufre una disminución con respecto al material no dopado, mientras que el índice de refracción ordinario permanece prácticamente constante [162]. Esto haría que en el material en volumen se cumpla que el índice de refracción extraordinario a 532 nm sea menor que el índice de refracción ordinario a 1064 nm, A diferencia de lo que ocurre en el LiNbO_3 no dopado. Igual que hicimos en el apartado anterior, se han calculado los índices efectivos de ambos modos fundamentales. En la Figura 10.9 se muestra el valor de los índices efectivos en función de la anchura de la guía. Los índices efectivos han sido calculados resolviendo la ecuación de la guía por métodos numéricos. Como se puede observar, en guías con una anchura superior a $2,37 \mu\text{m}$ el índice efectivo del modo extraordinario a 532 nm está por debajo del índice efectivo del modo ordinario a 1064 nm. Por tanto una guía con una profundidad superior a $2,37 \mu\text{m}$, permitiría, mediante el calentamiento de la muestra, ajustar el índice efectivo de los dos modos fundamentales, y así producir la generación de segundo armónico entre los mismos.

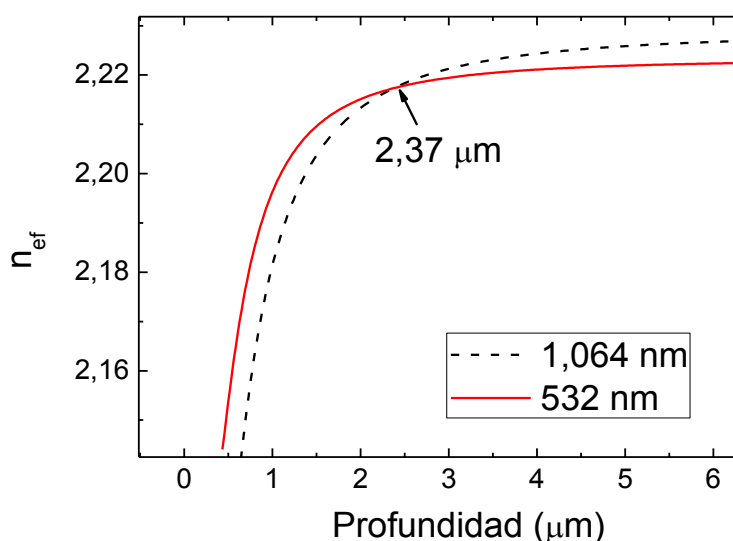


Fig. 10.9 Índices efectivos calculados del modo fundamental, para una guía escalón utilizando como índice de refracción del sustrato el valor del $\text{LiNbO}_3:\text{Mg}$. En línea negra el índice efectivo ordinario a 1064 nm y en línea roja el índice efectivo extraordinario a 532 nm. Los índices efectivos se han calculado resolviendo la ecuación de la guía de onda por el método de bipartición

Para tal propósito se fabricó una guía de onda sobre un sustrato con Mg. Los parámetros de irradiación fueron F20-4e14-40°. Tras la irradiación se hizo un tratamiento térmico de 1 h de duración a una temperatura de 350°C. La Figura 10.10 muestra el perfil de índice extraordinario medido a 532 nm y el perfil de índice ordinario medido a 1064 nm, así como los índices

efectivos de los dos primeros modos en ambos casos (líneas horizontales). La anchura de la guía es la adecuada atendiendo a los cálculos mostrados en la Figura 10.9, no así el valor de los índices efectivos. En la Figura 10.10 se observa que el valor de índice efectivo del modo extraordinario a 532 nm es mayor de lo esperado, y no ha quedado por debajo del índice efectivo del modo a 1064 nm.

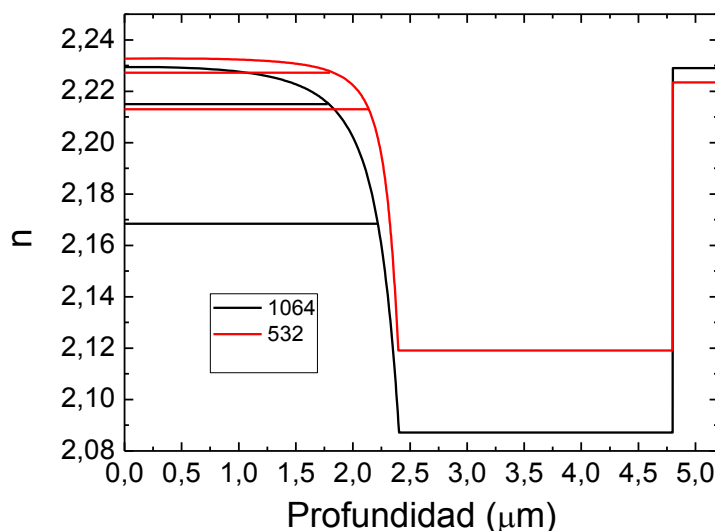


Fig.10.10 Perfiles de índice de refracción y valor de índices efectivos de los dos primeros modos para índice ordinario a 1064 nm (línea negra) e índice extraordinario a 532 nm (línea roja).

Como se ya se comentó en el capítulo anterior, dedicado a las guías de onda SHI sobre sustratos con Mg. La irradiación produce un aumento del índice de refracción extraordinario. En la figura se observa como el índice de refracción extraordinario en la superficie de la guía, está por encima del ordinario, al contrario de lo que ocurre en el sustrato virgen, cuyos valores están representados a la derecha de la Figura 10.10. Por tanto, este intento no ha dado los resultados inicialmente esperados. La razón está en las modificaciones estructurales que producen los iones de masa media y alta energía en los sustratos de LiNbO₃ dopados con Mg. Este hecho hace que no sea posible el ajuste de fase entre los dos modos fundamentales, de todas maneras medimos la potencia generada de segundo armónico, e hicimos el ajuste con temperatura.

En este caso el calentamiento de la muestra, hace que se igualen los índices efectivos del modo fundamental a 1.064 nm y el modo $m = 1$ a 532 nm. El resultado obtenido para la potencia generada a 532 nm se muestra en la Figura 10.11.

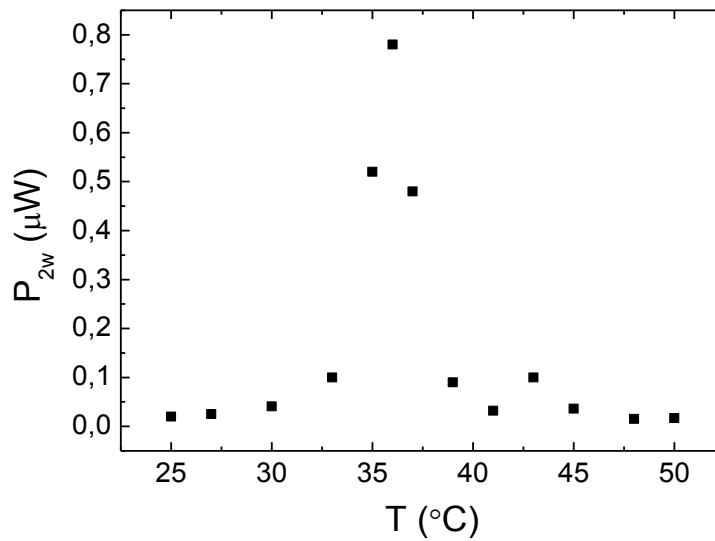


Fig. 10.11. Potencia de segundo armónico (532 nm) en función de la temperatura de la muestra, en una guía SHI fabricada sobre un sustrato de $\text{LiNbO}_3\text{:Mg}$. La potencia del haz fundamental se ha mantenido constante en 105 mW.

En este caso debido a que el ajuste se hace entre el modo $m = 0$ y el modo $m = 1$, cuya integral de solapamiento es muy pequeña por tener distinta paridad, sólo se ha conseguido una potencia de segundo armónico de 0,8 μW , siendo la potencia del haz fundamental la misma que el caso anterior 105 mW. No obstante el ajuste se consigue a una temperatura más baja que en el cristal no dopado, al estar los índices efectivos de ambos modos más cerca el uno del otro, a temperatura ambiente (ver Figura 10.10).

10.5. Resumen y Discusión.

En este capítulo se ha presentado una aplicación de las guías de onda SHI. Se ha hecho un estudio teórico previo de la viabilidad de estas guías como dobladores de frecuencia. Este estudio aborda la posibilidad de hacer un ajuste birrefringente entre modos guiados. Debido al valor de los índices de refracción del sustrato no es posible hacer el ajuste entre modos fundamentales y debe ser hecho entre el modo $m = 0$ del haz fundamental y el modo $m = 2$ del haz doblado. La configuración propia de este ajuste permite además hacer una sintonización final con temperatura para tener una igualdad de índices total.

Para llevar a cabo la generación de segundo armónico se fabricó una guía con una profundidad tal que el índice efectivo del modo $m = 2$ extraordinario a 532 nm, estuviera ligeramente por debajo del índice efectivo del modo $m = 0$ ordinario a 1064 nm. Se midieron los perfiles de índice que confirmaron que la guía tenía estas características. También se midieron las pérdidas de propagación obteniendo valores inferiores a 1 dB/cm para ambas polarizaciones.

Con la guía fabricada y con las características adecuadas el ajuste de fase se llevó a cabo mediante calentamiento de la muestra. Como se esperaba la emisión de luz verde alcanzó un máximo a una temperatura cercana a 90° C. La anchura de este máximo es de unos 3°C a media

altura y un valor de pico de $160 \mu\text{W}$. También se ha tomado una imagen del modo a 532 nm tras ser desacoplado de la guía con un prisma de rutilo. En dicha imagen se aprecia como es el modo 2 el que se está generando, confirmando así las predicciones hechas al principio del capítulo.

En las medidas de la potencia de segundo armónico frente a la potencia del haz fundamental, además de confirmar la naturaleza cuadrática del proceso, se han alcanzado $750 \mu\text{W}$ de luz verde a 532 nm , con una potencia de 250 mW de infrarrojo. Nótese que estas medidas se han hecho a la temperatura a la que los índices efectivos están ajustados, es decir unos 90°C . Esto supone una eficiencia de aproximadamente un $1 \text{ \%}/\text{W}$ lo cual es un valor muy bueno teniendo en cuenta que no se han utilizado PPLN, y es del orden de lo obtenido en guías de Ti con esta misma técnica [181].

Cabe comentar que dicha potencia de luz a 532 nm supone una intensidad en la guía superior a $300 \text{ W}/\text{cm}^2$. Este valor está por encima del umbral de daño óptico para guías no dopadas a temperatura ambiente (ver capítulo 8). Pero como esa intensidad se ha alcanzado a 90°C , y a estas temperaturas el umbral se sitúa en torno a $10 \text{ KW}/\text{cm}^2$ [182], se puede concluir que la luz generada no produce daño en la guía. Es por tanto muy beneficioso el diseñar la guía de tal forma que el ajuste de fase se produzca a temperaturas superiores a temperatura ambiente. De hecho, se podría diseñar de tal forma que en cada aplicación, para la potencia requerida, el ajuste de fase y la supresión del daño óptico, se produzcan a la vez.

El hacer el ajuste de fase entre el modo $m = 0$ y el modo $m = 2$, le resta eficiencia al proceso, pero como se ha visto es la única forma de conseguir generar segundo armónico sin recurrir a PPLN. El ajuste de fases entre modos fundamentales, supondría enfriar la muestra por debajo de -15°C , y eso supone serios problemas a la hora de acoplar el modo con prisma, ya que la condensación en la cara del prisma produce una gran dispersión de la luz incidente.

Se ha intentado solucionar este problema utilizando sustratos dopados con Mg, en los cuales los índices de refracción del sustrato permiten, en teoría, hacer el ajuste entre modos fundamentales. Pero al llevar a cabo esta idea nos hemos encontrado con un fenómeno que ya observamos en el capítulo dedicado a las guías fabricadas sobre sustratos dopados con Mg. La irradiación produce un aumento de índice extraordinario suficientemente grande como para imposibilitar el ajuste entre modos fundamentales.

Una supresión del efecto de la irradiación sobre los sustratos dopados con Mg, no sólo conllevaría un aumento del umbral de daño óptico fotorrefractivo (ver capítulo 9), sino que todo apunta a que las guías de onda conservarían el índice de refracción del sustrato. Haciendo posible el ajuste de fases, entre modos fundamentales en las guías fabricadas en este tipo de sustratos. Atendiendo a los resultados obtenidos en guías sobre cristales no dopados, en las cuales el ajuste de fases se hizo entre el modo $m = 0$ y el modo $m = 2$, y teniendo en cuenta que el coeficiente no lineal de las guías en sustratos con Mg, es igual e incluso mejor que aquellas sobre sustratos no dopados, se esperaría un aumento de hasta un orden de magnitud en la eficiencia de conversión entre modos fundamentales. Entre los cuales la integral de solapamiento es máxima.

10.6. Conclusiones

Mediante un proceso no lineal de ajuste de fase birrefringente entre dos modos guiados en una guía de onda SHI, se ha conseguido obtener luz verde de 532 nm a partir de luz infrarroja de 1.064 nm. La obtención de la generación de segundo armónico se ha llevado a cabo sin la utilización de estructuras de polarización periódica. Pese a no ser la configuración más favorable, se ha obtenido una eficiencia cercana al 1 %/W, demostrando el gran potencial de las guías de onda SHI para este tipo de aplicaciones.

Capítulo 11

Manipulación y estructuración de micro y nano partículas por EFV generado con luz guiada.

Para concluir la parte dedicada a los resultados, se va a describir una aplicación novedosa en el campo de la manipulación de micro y nano partículas. La manipulación óptica de micro y nano objetos, es un campo con una gran actividad e interés en la actualidad. Recientemente se ha propuesto y demostrado las posibilidades del atrapamiento y estructuración en la superficie de materiales fotorrefractivos a partir de los campos eléctricos generados en los mismos [183-190]. En particular en nuestro laboratorio se ha desarrollado desde 2011 un trabajo teórico y experimental en ese sentido, usando cristales de $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ cuyo efecto fotovoltaico es muy alto, del orden de 10- 100 kV/cm. En este trabajo, aprovechando las excelentes propiedades ópticas de las guías sobre las que versa esta tesis, se han realizado los primeros experimentos en los que se aplica esta metodología en guía de onda.

11.1. Introducción. Atrapamiento de micro y nano partículas por efecto fotovoltaico.

A lo largo del presente trabajo nos hemos encontrado con el efecto fotorrefractivo en LiNbO_3 como daño óptico. Aquí vamos a utilizarlo en su vertiente positiva. Aprovechándolo para un aplicación. En la introducción (capítulo 3), se ha visto que la iluminación del material con luz inhomogénea genera una redistribución de cargas en el cristal y consecuentemente crea un campo eléctrico dentro del mismo. Ese campo eléctrico, puede ser utilizado en la manipulación y estructuración de micro y nano partículas.

Una vez redistribuidas las cargas dentro del cristal, el campo eléctrico no solo está dentro del material, sino que se extiende fuera del mismo como un campo evanescente o de borde. En la Figura 11.1 se muestran como son estos campos de borde bajo iluminación sinusoidal generada a partir de la interferencia de dos haces de luz. La imagen ha sido extraída de la referencia [191].

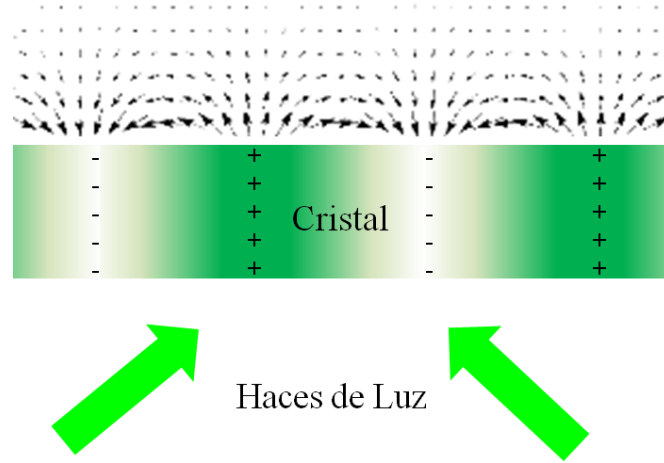


Fig 11.1 Campos fotovoltáicos evanescentes, representados por flechas en función de la posición (x,z) , generados por iluminación sinusoidal. El tamaño de las flechas es proporcional al módulo del campo en cada punto.

En la Figura 11.1 se muestran las líneas del campo evanescente, representadas a través de flechas cuyo tamaño es proporcional al módulo del campo eléctrico. El campo eléctrico evanescente, tiene dos componentes, paralela y perpendicular al plano del cristal. En general ambas componentes decaen exponencialmente con la distancia a la superficie, la forma exacta de los campos depende de varios parámetros como la modulación de la luz o el periodo del patrón de interferencia. Se pueden encontrar un desarrollo teórico detallado en las referencias [185,191].

Las fuerzas responsables del atrapamiento de partículas dieléctricas en campos eléctricos se denominan dielectroforéticas y surgen del acoplamiento entre el campo eléctrico fotovoltáico descrito en el párrafo anterior y la polarización inducida en la partícula [192-194]. Si se asume que la variación del campo eléctrico en tamaños como los de las partículas que se van a atrapar es pequeña, la fuerza dielectroforéticas puede ser expresada mediante la siguiente expresión:

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}(-\vec{p} \cdot \vec{E}) \quad (11.1)$$

Donde \vec{p} es el momento dipolar eléctrico inducido en la partícula. Para el caso simple de una partícula esférica e isotrópica la relación entre el momento dipolar de la partícula y el campo eléctrico es proporcional a través de un escalar que es la polarizabilidad α . Así \vec{p} se puede escribir como

$$\vec{p} = \epsilon_0 \alpha \cdot \vec{E} \quad (11.2)$$

Si introducimos 11.2. en 11.1. obtenemos la fuerza dielectroforética en función del campo eléctrico.

$$\vec{F} = \epsilon_0 \alpha \nabla^2 \vec{E} \quad (11.3)$$

Nótese que para que la fuerza dielectroforética sea distinta de cero tiene que existir un gradiente espacial de campo eléctrico, lo cual es una característica de los campos evanescentes. Este caso

en concreto es una idealización del problema. En el caso general la relación entre el momento dipolar inducido en la partícula y el campo eléctrico es tensorial, lo que redunda en que la fuerza dielectroforética sea más compleja y dependa de la forma de la partícula y otros parámetros [191].

El uso de estas fuerzas en atrapamiento y manipulación de partículas es un campo que ha despertado gran interés en los últimos 10 años. No obstante la posibilidad de generar el campo eléctrico en el cristal con luz guiada no había sido explorada hasta la fecha. El uso de luz guiada tiene importantes ventajas sobre la utilización del cristal en volumen, en primer lugar es muy sencillo alcanzar altas intensidad de luz aun con fuentes de baja potencia, lo que propicia que la respuesta fotovoltaica sea mucho más rápida. Además el hecho poder integrar el dispositivo aumenta la tolerancia a las vibraciones mecánicas y supone un gran beneficio sobre todo a la hora de grabar redes mediante interferencia de dos haces. Otra ventaja es la separación espacial entre la luz y las partículas en la configuración guiada. Teniendo en cuenta que este fenómeno tiene un gran potencial de aplicabilidad en biología [195], las guías de onda dan la posibilidad de iluminar el cristal sin que las partículas reciban radiación (ver Figura 11.2) Además la configuración en guía de onda es más apropiada para dispositivos en optofluídica [186].

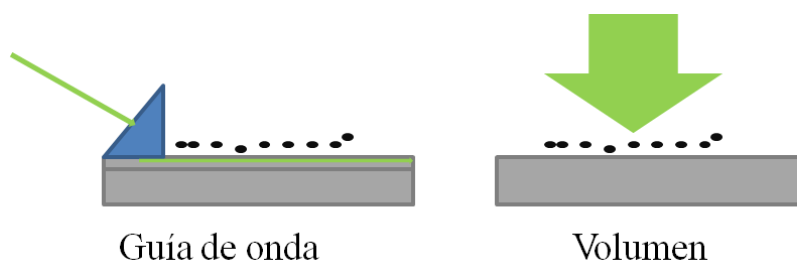


Fig. 11.2 Representación esquemática de la principal diferencia entre usar guía de onda y cristal en volumen en la estructuración de partículas. En el caso de guía, las partículas no reciben radiación luminosa directa.

La magnitud de los campos evanescentes, depende del valor del campo en el interior del cristal. Por lo que la determinación del campo eléctrico dentro de la guía, puede dar una idea del potencial de las guías en estas aplicaciones. El valor de este campo se puede obtener a partir de medidas de cambio de índice fotorrefractivo (como por ejemplo las realizadas en el capítulo 8) a partir de la expresión del efecto electróptico. Es decir el valor del campo se escribe:

$$E = \frac{2\Delta n}{n^3 r} \quad (12.4.)$$

Aplicando la ecuación 12.4. a los datos recogidos en la Figura 8.3 del capítulo 8, obtenemos una curva para el campo eléctrico en función de la intensidad en la guía, la cual se muestra en la Figura 11.3.

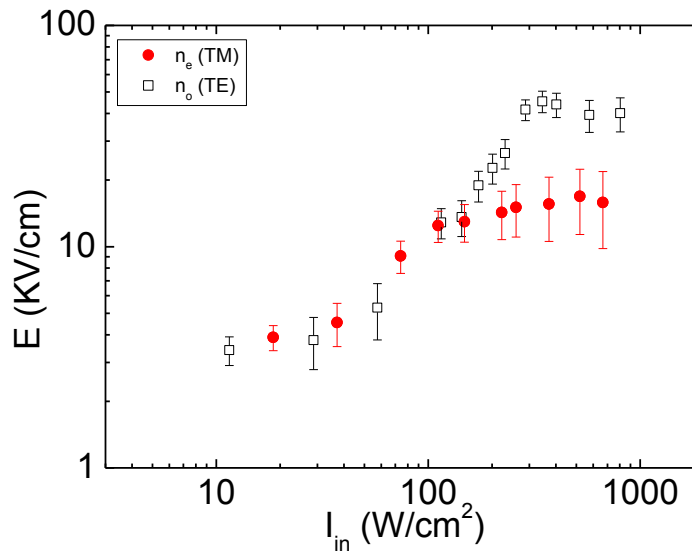


Fig. 11.3 Campo eléctrico E , generado por la propagación del modo fundamental a 532 nm en función de la intensidad de entrada en una guía SHI fabricada sobre sustrato congruente. Para polarización ordinaria y extraordinaria.

Se observa que el campo eléctrico crece con la intensidad hasta llegar a un valor de saturación. Se alcanzan campos eléctricos de 15 kV/cm en polarización extraordinaria y de 30 kV/cm en polarización ordinaria. Estos campos son menores, pero comparables, a los obtenidos en LiNbO₃ dopado con Fe (50-100 kV/cm). Por ello decidimos intentar atrapar partículas por campos eléctricos generados en guías de onda no dopadas, aunque en volumen siempre se habían utilizados cristales dopados con Fe.

11.2. Método experimental.

En la obtención de los resultados de este capítulo se ha utilizado un método experimental muy sencillo pero que es necesario describir para una mejor comprensión de los resultados. El primer paso en el atrapamiento de partículas, consiste en la generación del campo eléctrico en el material a través del efecto fotovoltaico del LiNbO₃ (ver capítulo 3).

La diferencia entre hacerlo en volumen y en guía es que en el segundo caso, la luz se propaga guiada por la superficie del cristal. El procedimiento habitual para acoplar la luz a las guías de onda utilizado en la tesis mediante un prisma de rutilo ha sido el utilizado en este caso también. Para la iluminación de las guías se ha utilizado un láser de Nd:YAG que emite en continuo a 532 nm. En la Figura 11.4 se muestra esquemáticamente, como se acopla la luz en la guía en el caso de un grabado de una red mediante interferencia de dos haces.

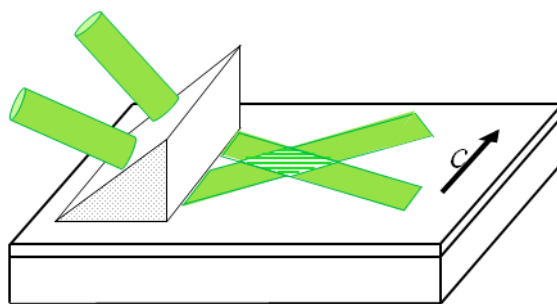


Figura 11.4 Montaje experimental para el grabado de redes sinusoidales en LiNbO_3 mediante luz guiada.

En este caso al propagarse la luz por unas pocas micras en la superficie, el patrón de campo espacial se graba sólo en esa zona del cristal, pero con la ventaja de que para una potencia determinada la intensidad en la guía es enormemente mayor que en volumen.

Una vez generado el campo eléctrico en el material, la segunda parte del proceso, consiste en la deposición de las partículas en la superficie del material. Recientemente, en nuestro grupo se ha comprobado que el método de deposición, tiene mucha influencia en los resultados obtenidos [191]. Por lo tanto es importante describir los métodos de deposición utilizados. El primero de ellos consiste en crear una nube de partículas, pulverizándolas sobre la muestra (ver Figura 11.5.a). Las partículas utilizadas con este método han sido de CaCO_3 , las cuales tienen un tamaño de 1-3 μm . Este método le llamaremos método A.

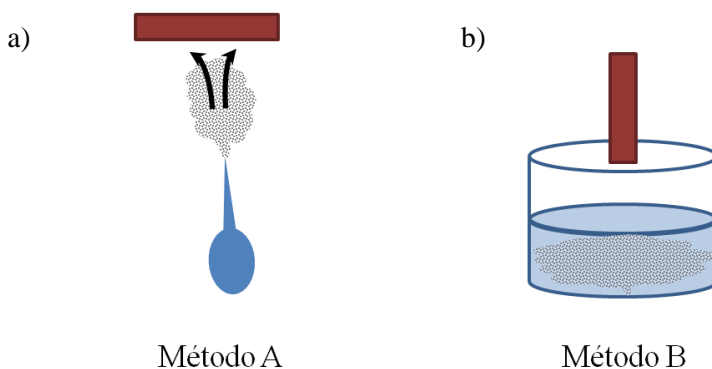


Figura 11.5 Esquema de los dos métodos de deposición utilizados. a) En el método A se depositan partículas de CaCO_3 por pulverización. b) En el método B se depositan partículas de Al por inmersión en una suspensión de hexano.

El segundo método consiste en sumergir la muestra en una suspensión de partículas de Al en hexano. En este caso las partículas de Aluminio tienen un tamaño promedio de 70 nm. Este segundo método, que nombraremos como método B, está representado esquemáticamente en la Figura 11.5.b. Nótese que según el tipo de partícula que se deposita, es posible utilizar un método u otro. El CaCO_3 en suspensión forma multitud de agregados, y pulverizar partículas de Al supondría un riesgo para la salud.

Los patrones de partículas se visualizan mediante imágenes tomadas con una cámara fotográfica o un microscopio óptico según los casos. En los que se ha utilizado un solo haz para el grabado del campo espacial, el tamaño del patrón es del orden de 1mm. En este caso se ha utilizado una cámara fotográfica de Imagin Source, modelo DMK 41BU02 con un objetivo macro, que permite enfocar hasta a 1cm del objeto, para tomar las imágenes. En los experimentos en los se han grabado redes mediante interferencia de dos haces, el tamaño típico es de 50 μm . En este caso se han tomado microfotografías, acoplando una cámara Nikon DS-Fi1 a un microscopio Nikon Eclipse 80i. Las imágenes han sido tomadas con un objetivo 20 X.

11.3. Atrapamiento de partículas en guías de onda SHI sobre sustratos no dopados.

Para comenzar con los experimentos de atrapamiento en guías no dopadas vamos a utilizar la configuración más sencilla posible. Un solo haz se acopla a la guía, propagándose a lo largo de la misma y generando un campo espacial. La deposición de partículas se hace a través del método A de pulverización de partículas de CaCO_3 . Los experimentos se han llevado a cabo en dos guías, una sobre un sustrato corte X y otra sobre un sustrato corte Z. En ambos casos la intensidad en la guía ha sido de 1000 W/cm^2 mantenida durante 20 minutos y el método de deposición utilizado ha sido el método A.

En la Figura 11.6 se muestra una imagen de la estructuración de partículas de CaCO_3 en una guía corte X.

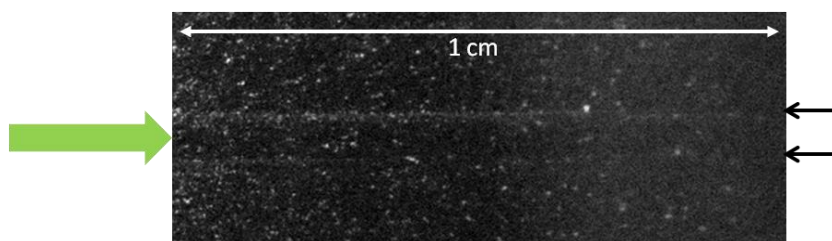


Fig. 11.6 Estructuración de partículas de CaCO_3 en guía SHI sobre sustrato congruente corte X, mediante propagación en la guía de un solo haz. . La flecha verde señala la posición del haz incidente y las flechas negras señalan las zonas donde se depositan las partículas.

En la figura se observa una línea de recta de mayor densidad de partículas a un lado de la zona iluminada. También se puede adivinar una segunda línea en el otro lado de la zona atravesada por el haz de luz. Manteniendo las mismas condiciones experimentales, se ha utilizado en una guía corte Z para estructurar partículas de CaCO_3 , la imagen de la superficie de la guía tras la deposición se muestra en la Figura 11.7.

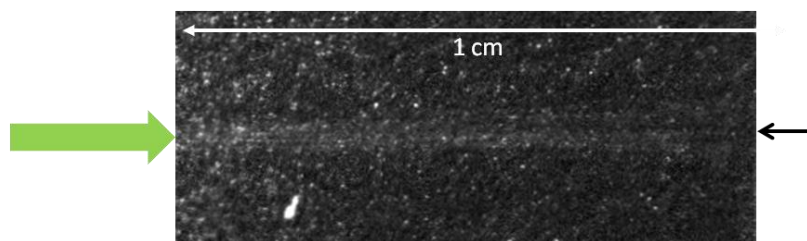


Fig. 11.7 Estructuración de partículas de CaCO_3 en guía SHI sobre sustrato congruente corte Z, mediante propagación en la guía de un solo haz. La flecha verde señala la posición del haz incidente la flecha negra señala la zona donde se depositan las partículas.

En este caso se obtiene un patrón de partículas en el que estas se depositan coincidiendo con la zona iluminada. Generando sólo una línea ancha en el centro de la muestra más visible a la izquierda de la imagen y que se hace más difusa a medida que aumenta la propagación.

Para obtener estas imágenes, ha sido necesario hacer la deposición de las partículas in situ, es decir mientras la luz estaba acoplada a la guía. Los intentos de grabar el patrón de campo, y a posteriori depositar las partículas fueron infructuosos. Debido a que el método B de deposición no se puede utilizar con la luz acoplada en la guía, no hemos podido obtener con él ninguna estructuración en este caso.

Podemos por tanto concluir que el atrapamiento y estructuración de partículas es posible, aunque se han obtenido resultados en los que el contraste del patrón de atrapamiento es muy bajo. Esto es debido posiblemente a que el método de deposición in situ debe mejorarse. Aun así es un resultado relevante porque nunca se había utilizado los campos fotovoltaicos generados mediante luz guiada. Como el valor de los campos fotovoltaicos alcanzados es alto, esperamos, que una optimización en el método de deposición, pueda conseguir mejorar el atrapamiento en este tipo de guías.

11.4. Atrapamiento de partículas en guías de onda SHI y por intercambio protónico sobre sustratos dopados con Fe.

Los resultados anteriores, indican que es posible atrapar y manipular partículas, generando el campo en el material con luz guiada. El problema es que con los sustratos no dopados el campo eléctrico decae rápidamente cuando desaparece la luz, teniendo que hacer la deposición de partículas “in situ”, lo que genera problemas experimentales y exige encontrar un diseño adecuado del método de deposición. Por ello, en este primer trabajo de atrapamiento en guía, hemos decidido investigar una alternativa obvia, el uso de guías de onda fabricadas sobre sustratos dopados con Fe. De hecho como hemos mencionado en la introducción, la técnica de atrapamiento y manipulación en volumen, usa cristales dopados con Fe, ya que permiten obtener campos eléctricos fotovoltaicos muy altos y además que estos se mantengan en el material durante varios días. El primer reto era fabricar por primera vez guías de onda SHI sobre sustratos dopados con Fe con calidad suficiente. Aunque se esperaba que el método de fabricación funcionara igual que en sustratos no dopados, no se había probado con anterioridad.

También se probó la estructuración sobre guías por intercambio protónico, por ser éstas bien conocidas en nuestro grupo, y tener experiencia en su fabricación sobre sustratos dopados con Fe [196].

11.4.1. Guías de onda SHI sobre sustratos dopados con Fe

Para la fabricación de las guías, usamos un conjunto de parámetros de fabricación típicos: ion Flúor, energía 30 MeV, fluencia 3×10^{14} ion/cm² y ángulo de 70°. Los perfiles de índice de refracción se muestran en la Figura 11.8.

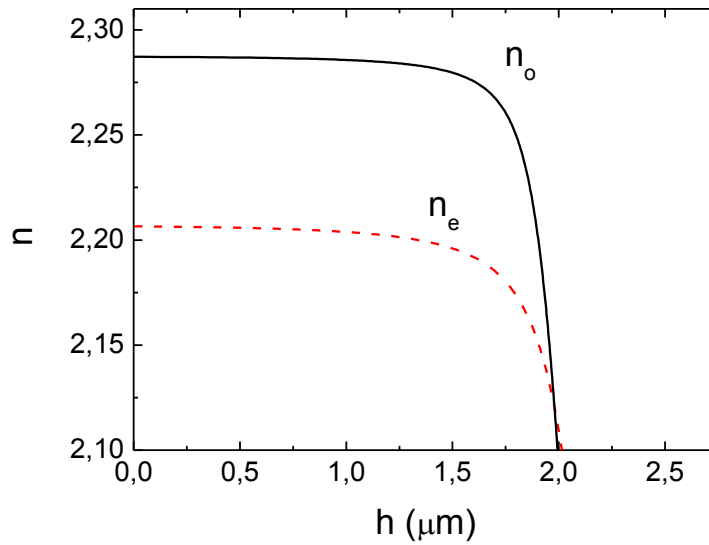


Fig. 11.8. Perfil de índice de refracción de una guía F30-3e14-70° fabricada sobre un sustrato de LiNbO₃ dopado con Fe. Línea roja, índice ordinario. Línea negra, índice extraordinario.

Los perfiles son esencialmente los mismos que se obtienen sobre sustratos congruentes no dopados, que para esos parámetros de irradiación tienen típicamente una profundidad de 2 μm .

Tras la fabricación y como es habitual, se realizó un tratamiento térmico sobre las guías de onda para eliminar centros de color y defectos estructurales producidos por la irradiación. El tratamiento en cuestión ha sido de 310 °C y 1 h de duración. Debido a las pérdidas por absorción de las impurezas de Fe propias del material, es muy complicado obtener pérdidas bajas en este tipo de guías por lo que este tratamiento es más que suficiente.

Para la fabricación de las guías por intercambio protónico en LiNbO₃:Fe, se ha utilizado el procedimiento bien conocido en nuestro grupo [196]. Concretamente, se ha utilizado una mezcla de ácido benzoico al 97 % y benzoato de litio al 3% para el fundido. La muestra ha sumergido en este fundido durante 48 h a una temperatura de 300 °C para llevar a cabo el intercambio. Las guías fabricadas, tienen un perfil de índice tipo gaussiano y una profundidad a media altura de 5.7 μm .

11.4.2. Patrón de partículas atrapadas bajo iluminación con un sólo haz.

Para comenzar los experimentos con guías sobre sustratos dopados con Fe, se repitió el experimento realizado en guías no dopadas. Un sólo haz fue acoplado a una guía de onda SHI y otra por intercambio protónico ambas en corte X. La intensidad en las guías se mantuvo en 1000 W/cm^2 durante 20 minutos. A continuación se hizo la deposición de las partículas de CaCO_3 por pulverización. En la Figura 11.9 se muestra la guía de onda SHI (a) y de intercambio protónico (b)

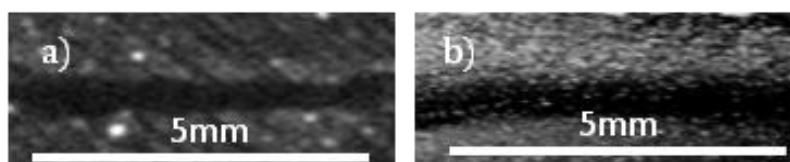


Fig. 11.9 Fotografía de una guía SHI (a) de intercambio protónico (b) fabricadas sobre un sustrato de LiNbO_3 dopado con Fe, tras el grabado de un patrón de campo eléctrico con un solo haz, y posterior deposición de partículas de CaCO_3

En la figura se muestra como en ambas guías las partículas se adhieren a ambos lados de zona iluminada, quedando ésta prácticamente libre de partículas. El contraste obtenido con este tipo de sustratos es mucho mejor que el que se obtuvo en sustratos no dopados. Sin embargo la longitud de propagación es menor debido a la alta absorción asociada al Fe.

11.4.3. Patrón de atrapamiento bajo iluminación por interferencia de dos haces.

Con este primer experimento queda demostrado que las guías fabricadas sobre sustratos dopados con Fe no sólo producen estructuración sino que lo hacen con un mejor contraste que las guías sobre sustratos no dopados. El siguiente paso fue tratar de obtener estructuraciones más complejas. En este apartado se va a tratar el grabado de redes fotorrefractivas en guías de onda y su aplicación para la estructuración de partículas.

El grabado del patrón sinusoidal de campo eléctrico en el plano de la guía, se obtiene mediante la interferencia de dos haces ($\lambda=532 \text{ nm}$) acoplados a la guía mediante prismas. Trabajamos como siempre con el modo fundamental. El esquema del montaje experimental, se muestra en la Figura 11.4. Se seleccionó un ángulo entre haces correspondiente a un periodo del patrón de interferencia de $50 \mu\text{m}$. Para la deposición de partículas se han utilizado los dos métodos descritos en el apartado 11.2.

En primer lugar se muestran los resultados para el método de deposición A. La intensidad de cada uno de los haces es de unos 600 W/cm^2 y el tiempo de grabado es de nuevo 20 minutos en ambas guías. La estructuración resultante se muestra en la Figura 11.10.a para una guía SHI y en la Figura 11.10.b para una guía por intercambio protónico.

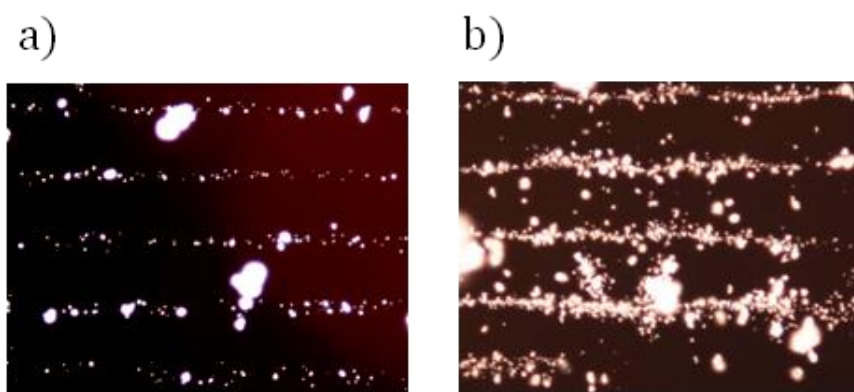


Figura 11.10 Microfotografía (20 x) de un patrón de partículas de CaCO_3 depositadas con el método A, tras iluminación sinusoidal ($\Lambda=50\mu\text{m}$) para una guía SHI (a) y por intercambio protónico (b).

Como se observa claramente en las microfotografías, las partículas se depositan periódicamente siguiendo el patrón de campo generado en el material por la interferencia de los dos haces. El periodo de la red de partículas, $50\mu\text{m}$, coincide con el de la interferencia de la luz de grabado. Aunque en ambas guías se ha obtenido estructuración, se observa un patrón de mejor calidad para las guías SHI, con menos agregados y mayor contraste. De hecho el área que mostraba estructuración era también mucho mayor en la guía SHI.

A continuación utilizamos de nuevo el mismo montaje experimental de grabado con dos haces en una guía SHI y otra por intercambio protónico, pero con el método de deposición B, descrito en el apartado 11.2, en el que se utilizan partículas de Al con diámetro de 70 nm . Los resultados se muestran en la Figura 11.11, donde se observan para ambas guías patrones periódicos de la misma periodicidad que la luz ($\Lambda=50\mu\text{m}$)

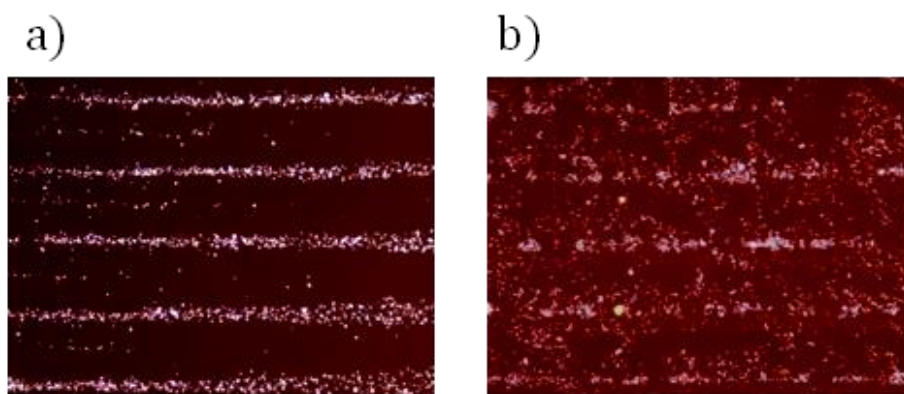


Figura 11.11 Microfotografía (20 x) de un patrón de partículas de Al depositadas con el método B, tras iluminación sinusoidal ($\Lambda=50\mu\text{m}$) para una guía SHI (a) y por intercambio protónico (b).

Se observa que el método de atrapamiento funciona bien en la guía SHI en la que se consigue un patrón de buena calidad libre de agregados. En la guía de intercambio protónico también se distingue la estructuración pero con mucha menos nitidez. Comparando los dos métodos de deposición, con el método A los patrones parecen más limpios y uniformes y resalta la ausencia de grandes agregados de partículas.

11.4.4. Visualización del daño óptico fotorrefractivo.

Las imágenes anteriores de estructuración periódica de partículas, se han obtenido en los primeros mm de propagación de los haces. Se han encontrado estructuras de partículas más complejas que pronto advertimos estaban causadas por el daño óptico de los haces. En la Figura 11.12 se muestran estos patrones obtenidos en experimentos que usaban el método de deposición B con guías SHI

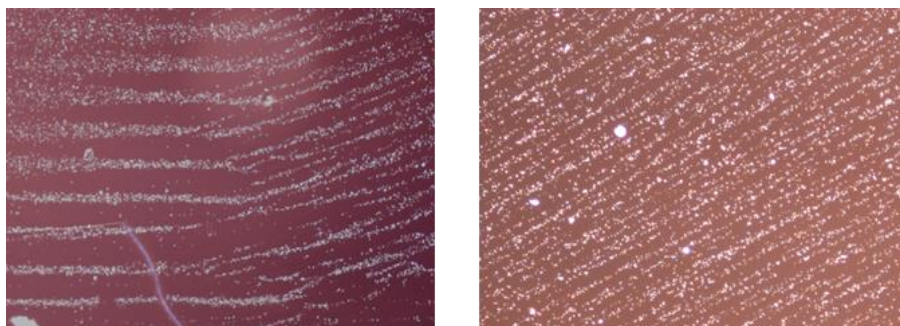


Fig. 11.12 Revelado de redes producidas por scattering inducido en una guía SHI sobre un sustrato de LiNbO_3 dopado con Fe, mediante inmersión en suspensión de partículas de Al en hexano. Las imágenes forman parte de la misma muestra en diferentes puntos.

En la Figura 11.12.a se muestra justamente la zona de transición entre la estructuración debida a la red holográfica y la zona con efectos del daño. La Figura 11.12.b muestra una zona donde ya domina el daño óptico fotorrefractivo. La obtención de esos patrones, resulta muy interesante desde el punto de vista fundamental pues aportan una manera alternativa de visualizar efectos del daño, ya que dan imágenes directas de la red de índice en lugar de visualizar los haces. Este tipo de visualización, obviamente no había sido reportada con anterioridad. En el apartado siguiente discutiremos más en detalle el significado de estos patrones.

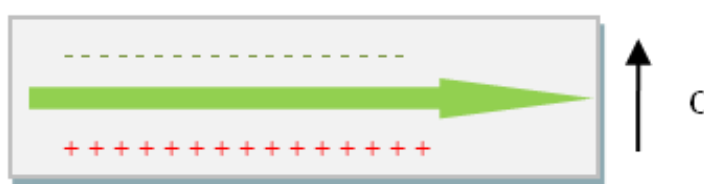
11.5. Resumen y discusión.

En este capítulo se ha descrito el trabajo realizado de cara a una segunda aplicación de las guías de onda SHI en un tema emergente como la generación de patrones de nanopartículas. De hecho no tenemos conocimiento de trabajos anteriores en los que los patrones de atrapamiento se generen con luz guiada. En primer lugar se han utilizado guías SHI fabricadas sobre sustratos no dopados. En estas guías se ha conseguido estructurar partículas de CaCO_3 mediante la propagación de un haz en la guía, tanto en corte Z como en corte X.

En cualquier caso tanto en corte X, como en corte Z, el patrón obtenido es de muy bajo contraste. En este tipo de guías el campo eléctrico generado a alta intensidad es muy notable, hasta 40 kV/cm (ver Figura 11.3.) es decir similar al de las guías dopadas. El principal problema que tienen es que decae rápidamente con la ausencia de luz, por lo que se hace necesario depositar las partículas mientras la luz está acoplada a la guía. La pulverización de partículas de CaCO_3 en presencia de haces de luz intensos plantea importantes problemas experimentales. Quizás una mejora en el método de deposición podría aumentar el contraste. De hecho merece la pena investigar cómo mejorar el método de deposición, pues los sustratos no dopados, facilitan su uso en dispositivos con longitud de propagación larga y los efectos de daño óptico son mucho menores.

Hemos continuado avanzando en el atrapamiento de partículas, utilizando sustratos de LiNbO_3 dopados con Fe para la fabricación de las guías de onda, de las cuales se han fabricado dos tipos SHI y por intercambio protónico. Este tipo de cristales son los que habitualmente para atrapar partículas en volumen. Tienen la propiedad de que además de generar campos muy altos a cualquier intensidad, éstos permanecen en el cristal durante días o incluso meses. Con estos cristales se han conseguido patrones mucho más definidos en el caso más simple de iluminación con un solo haz.

Centrándonos ahora en la estructura de los patrones obtenidos con un solo haz y las diferencias entre corte X y Z. Cuando la luz atraviesa la guía, libera electrones en la banda de conducción por fotoionización de los donadores, que por efecto fotovoltaico, se desplazan en la dirección C del cristal, generando una distribución de cargas, que en el caso del corte X se muestra esquemáticamente en la Figura 11.13. Al ser depositadas partículas neutras, actúan las fuerzas dielectroforéticas descritas en el apartado 11.1 que atraen a los dipolos hacia las cargas. Por tanto las partículas se colocan a ambos lados de la zona por la que pasó el haz de luz. El caso mostrado corresponde a una guía corte X, en caso de corte Z, las cargas se depositan en la superficie y en el fondo de la guía, al ser el eje C perpendicular al plano de la guía. Esto explica que para este corte las partículas se depositen encima de la zona que atravesó el haz.



Guía de onda

Figura 11.13 Redistribución de cargas al atravesar un único haz una guía sobre LiNbO_3 . En este caso es una guía en corte X, con eje C contenido en el plano de la guía, y el vector de onda de la luz es perpendicular a es dicho eje.

En cuanto a los patrones periódicos de partículas siguen el patrón de iluminación con su misma periodicidad. Este comportamiento, a primera vista intuitivo, coincide con las predicciones teóricas detalladas en las referencias [185,191]. Por otro lado, el atrapamiento periódico, también ha tenido en mayor o menor medida en ambas guías. No obstante las guías SHI han mostrado un mejor comportamiento para estructurar partículas que las guías por intercambio protónico, con los dos métodos de deposición utilizados. Se puede dar una justificación plausible y sencilla a este resultado, aunque una explicación rigurosa y definitiva exige nuevos experimentos. Las guías SHI poseen un perfil de índice tipo escalón y un salto de índice muy

grande, esto hace que el modo fundamental, viaje muy confinado y muy cerca de la superficie, ya que el alcance de las ondas evanescentes depende de la relación entre los índices de refracción de la guía y el recubrimiento. Por el contrario las guías por intercambio protónico, tienen un perfil tipo gaussiano y salto de índice muy pequeño por lo que el modo se encuentra mucho más extendido dentro del cristal y menos confinado cerca de la superficie, máxime cuando esta guía es más profunda. Por otro lado, la teoría indica [185,191] que las fuerzas dielectroforéticas decaen muy rápidamente en longitudes del orden de $L=\lambda/20$. En nuestro caso para longitudes $L=50/20=2.5\text{ }\mu\text{m}$. Este alcance es similar a la profundidad de la guía SHI, pero bastante menor que la profundidad de la guía de intercambio protónico. Por tanto, cabe esperar que las fuerzas dielectroforéticas en la proximidad de la superficie de la guía de intercambio protónico, sean bastante menores.

En cuanto al método de deposición, el método B ha dado en general mejores resultados, consiguiendo un alto contraste en los patrones, probablemente porque al estar las partículas en suspensión, se facilita el acercamiento uniforme de las mismas a la muestra. Nótese que en la pulverización de método A puede influir también el modo de espolvoreo, que de momento es manual.

Por último discutamos los patrones relacionados con el daño. Como hemos comentado, inesperadamente nos hemos encontrado con un método complementario de visualización de daño óptico, que da información directa de los perfiles de campo eléctrico, y por tanto, por ser proporcionales, de los índices de refracción. Además, la imagen 11.12, permite dar soporte a los modelos sobre amplificación de ruido por redes holográficas citados en el apartado 3.4. Estos modelos no están libres de cierta controversia, y estos patrones dan un nuevo soporte experimental a su favor, pues la estructura de partículas obtenida es compatible con la geometría del “fanning” (ver Figura 3.4)

11.6. Conclusiones

Las guías de onda SHI se muestran por tanto como una alternativa al cristal en volumen en la manipulación y estructuración de partículas con la mediación de la luz. Sus características y propiedades, las hacen ser especialmente indicadas en esta aplicación. De hecho en la comparación con las guías por intercambio protónico han demostrado una mejor aplicabilidad en este campo. Su perfil de índice tipo escalón, y su gran salto de índice para ambas polarizaciones; hacen que el modo viaje muy cerca de la superficie. Esto unido a las grandes intensidades alcanzadas en la guía, apuntan a un prometedor futuro de estas guías en aplicaciones de este tipo.

Conclusiones generales.

- Se han caracterizado en detalle las pérdidas de propagación. Se han analizado los mecanismos de pérdidas de las guías de onda SHI y se ha investigado como afecta la anchura de la barrera amorfa a las pérdidas por efecto túnel, obteniendo un buen acuerdo entre simulaciones y datos experimentales.
- El análisis ha permitido establecer un protocolo, por el cual, mediante recocidos térmicos se pueden obtener guías de onda con pérdidas por debajo de 0,5 dB/cm.
- Se ha estudiado minuciosamente el daño óptico fotorrefractivo en las guías de onda SHI. Se ha determinado el umbral de daño óptico, que tiene valores similares a otro tipo de guías como las fabricadas por intercambio protónico o difusión de Zn. Se ha medido el cambio de índice fotorrefractivo, encontrando un buen acuerdo con el modelo de dos centros. Mediante un perfilómetro se ha monitorizado el perfil transversal del modo, para ver las deformaciones debidas al daño.
- Se ha investigado por primera vez la influencia de la longitud de propagación en el umbral de daño óptico, obteniendo diferencias muy notables entre longitudes de 5 y 16 mm. Estos datos además han sido apoyados por simulaciones hechas mediante un BPM en un medio fotorrefractivo. Los resultados obtenidos son cualitativamente consistentes con los datos experimentales.
- Se ha utilizado como medio de inhibición de daño óptico el calentamiento de la muestra. Mediante la medida de las curvas características de daño y la toma de imágenes con el perfilómetro, se ha constatado que se puede elevar el umbral de daño 100 veces, hasta alcanzar una intensidad de 10 KW/cm² calentando la muestra a 90 °C.
- Se han fabricado por primera vez guías de onda SHI sobre sustratos dopados con Mg para reducir el daño. Se ha medido sus perfiles de índice sus pérdidas y sus coeficientes no lineales, obteniendo guías de alto poder confinante, bajas pérdidas y coeficientes no lineales similares a las guías sobre sustratos congruentes (70-80 % del sustrato). Sin embargo los umbrales de daño sólo aumentan moderadamente, entre 2 y 4 veces. Se han encontrado evidencias que apuntan a que esta reducción, sólo moderada del daño, es debida a la generación de Nb en sitio de Li durante la irradiación.

Tras a caracterización y optimización de las de las guías de onda SHI, éstas cuentan con excelentes propiedades. Alto poder confinante, bajas pérdidas, barreras amorfas muy anchas y coeficientes no lineales cercanos a los del sustrato. El siguiente paso de este trabajo, ha sido valorar sus prestaciones para aplicaciones concretas. Para ello se han seleccionado y evaluado dos tipos de aplicaciones.

- Generación de 2º armónico. Se ha obtenido luz verde de 532 nm a partir de luz infrarroja de 1.064 nm. Mediante un ajuste birrefringente entre el modo $m = 0$ a 1.064 nm y el modo $m = 2$ a 532 nm se ha conseguido una eficiencia cercana al 1%/W con una emisión máxima de casi 1mW de luz verde. Pese a no ser la configuración más favorable, se ha conseguido obtener segundo armónico y sirve de demostración del gran potencial de estas guías en este tipo de dispositivos.
- Se ha probado por primera vez el uso de guías de LiNbO₃ (SHI y también PE) fabricadas sobre sustratos dopados con Fe, para el atrapamiento y estructuración de micro y nanopartículas por fuerzas dielectroforéticas. Estas fuerzas tienen su origen en los campos fotovoltáicos evanescentes que se generan en las mismas bajo iluminación.

Esta técnica que se ha demostrado recientemente en volumen, se extiende en esta tesis a la configuración de guía, abriendo nuevas perspectivas para su aplicación dentro de la microfluídica, plasmónica, etc.

- Utilizando esta técnica se han conseguido estructurar micro (CaCO_3) y nano partículas (Al) en las superficie de las guías formando redes de $50\text{ }\mu\text{m}$ de periodo. En general se han obtenido mejores resultados en las guías SHI , lo que atribuimos a sus propiedades específicas de profundidad y salto de índice.

Bibliografía

1. E. R. Schineller, R. P. Flam, D.W. Wilmot. J. Opt. Soc. Am. **58**, 1171 (1968)
2. Townsend, P. D. Inst. Phys. Conf. Ser. **28**, 104 (1976).
3. P. D. Townsend, P. J. Chandler, L. Zhang. *Optical Effects of Ion Implantation*. Cambridge University Press. Cambridge (1994).
4. Engineering, High Voltage. s.l. : URL: <http://www.highvolteng.com/>.
5. J. Olivares, G. García, A. García-Navarro, F. Agulló-López, O. Caballero. Appl. Phys. Lett. **86**, 183501 (2005).
6. J. Olivares, G. García, F. Agulló-López, F. Agulló-Rueda, A. Kling, J. C. Soares. Appl. Phys. A. **81**, 1465–1469 (2005).
7. J. Olivares, A. Garcia-navarro, G. Garcia, F. Agullo-Lopez, F. Agullo-Rueda, A. Garcia-Cabañes, M. Carrascosa. J. of Appl. Phys. **101**, 33512 (2007).
8. A. Garcia Navarro. *Irradacion coniones pesados de alta energia en dielectricos para aplicaciones fotónicas. Guías de onda en LiNbO₃*. PhD Tesis. Universidad Autonoma de Madrid, 2007.
9. J. Villarroel, M. Carrascosa, A. García-Cabañes, O. Caballero-Calero, M. Crespillo, J. Olivares. Appl. Phys. B. **95**, 429 (2009).
10. B. T. Matthias, J. P. Remeika. Phys. Rev. **76**, 1994 (1958).
11. L. Arizmendi. Phys. Stat. Sol. **201**, 253 (2004).
12. J. G. Bergman, A. Ashkin, A. A. Ballman, J. M. Dziedzic, H. J. Levinstein, R. G. Smith. Appl. Phys. Lett. **12**, 92 (1968) .
13. H.D. Megaw. Acta Cryst. A. **24** 583 (1968).
14. J. Czochralski. Z. Phys. Chemie **92**, 219 (1918) .
15. A. Ballman. J. Am. Ceram. Soc. **48**, 112 (1965).
16. S. A. Fedulov, Z. I. Shapiro, P. B. Ladyzhinskii. Sov. Phys. Crystallogr. **10**, 218 (1965).
17. I. Baumann, P. Rudolph, D. Krabe, R. Schalge. J. Crystal Growth **128**, 903 (1993).
18. I. Földvári, K. Polgár, R. Voszka, R. N. Balasanyan. Cryst. Res. Technol. **19**, 1659 (1984) .
19. L. Kovács, G. Ruschhaupt, K. Polgár, G. Corradi, M. Wöhlecke. Appl. Phys. Lett. **70**, 2801 (1997).
20. F. Jermann, E. Krätzig. Appl. Phys. A. **55**, 114-8 (1992).
21. M. Simon, F. Jermann, E. Krätzig. Appl. Phys. B. **61**, 89-93 (1995).
22. J. Carnicero. *Niobio en sitio de litio y optimización del efecto fotorrefractivo en guías de LiNbO₃*. PhD Tesis. Universidad Autonoma de Madrid.

23. G. D. Boyd, Robert C. Miller, K. Nassau, W. L. Bond, A. Savage. Appl. Phys. Lett. **5**, 234 (1964).
24. E. Wiesendanger, G. Güntherodt. Solid State Commun. **14**, 303 (1974).
25. A. S. Barker, R. Loudon. Phys. Rev. **158**, 433 (1967) .
26. J. D. Axe, D. F. O’Kane. Appl. Phys. Lett. **9**, 58 (1966).
27. R. S. Weis, T. K. Gaylord. Appl. Phys. A. **37**, 191 (1985).
28. U. Schlarb, K. Betzler. J. Appl. Phys. **73**, 3472 (1993) .
29. U. Schlarb, K. Betzler. Phys. rev. B. **48**, 15613-15620 (1993).
30. Photox Optical Systems, Ltd. <http://www.photox.co.uk/linbo3.htm>.
31. D. H. Jundt, G. A. Magel, M. M. Fejer, R. L. Byer. Appl. Phys. Lett. **59**, 2657 (1991).
32. V. Bermúdez, D. Callejo, F. Caccavale, F. Segato, F. AgullóRueda, E. Diéguez. Solid State Comm. **114**, 555 (2000) .
33. Y. L. Chen, J. J. Xu, X. Z. Zhang, Y. F. Kong, X. J. Chen, G. Y. Zhang. Appl. Phys. A **74**, 187 (2002).
34. J. A. de Toro, M. D. Serrano, A. García Cabañes, M. Cabrera. Opt. Comm. **154**, 23 (1998).
35. I. P. Kaminow, E. H. Turner, R. L. Barns, J. L. Bernstein. J. Appl. Phys. **51** 4379 (1980).
36. A. M. Glass, D. von der Linde, T. J. Negran. Appl. Phys. Lett. **25**, 233 (1974).
37. D. Marcuse. *capítulo 1 del libro “Theory of dielectric optical waveguides”*. (Academic Press, 1974).
38. Lifante, G. *“Integrated Photonics; fundamentals”*. Wiley Interscience (London, 2003).
39. C. Cohen-Tanoudji, B. Diu, F. Laloë. *“Quantum Mechanics”, volumen I*. Wiley Interscience, Paris, 1977.
40. J. M. Cabrera, F. AgullóLópez, F. J. López. *Óptica electromagnética*. AddisonWesley/Universidad Autónoma de Madrid. Madrid (2000).
41. Y. Korkishko, V. Fedorov. Journal of selected topics in quantum electronics **2**, 187-196 (1996).
42. C. E. Rice. J. Sol. State Chem. **64**, 188–199 (1986).
43. R. V. Schmidt, I. P. Kaminow. Appl. Phys. Lett. **25**, 458 (1974) .
44. D. Kip, B. Gather, H. Bendig, E. Krätzig. Phys. Stat.Sol. (a) **139**, 241-248 (1993).
45. T. Fujiwara, S. Sato y H. Mori. Appl. Phys. Lett. **54** (11), 975-977 (1989).
46. J.P. Nisius, E. Krätzig. Solid State Communications **53** (9), 743-746 (1985).

47. A. Neyer, T. Pohlmann. Electron. Lett. **23** 1187 (1987).
48. A. M. Glass, I. P. Kaminow, A. A. Ballman y D. H. Olson. Appl. Optics **19** (2), 276-281 (1980).
49. E. Glavas, J. M. Cabrera, P. D. Townsend. J. Phys. D: Appl. Phys. **22**, 611 (1989).
50. R. Nevado, F. Cussó, G. Lifante, F. Caccavale, C. Sada, F. Segato. J. Appl. Phys. **88**, 6183 (2000).
51. T.R. Volk, N.V. Razumovski, A.V. Mamaev y N.M. Rubinina. J. Opt. Soc. Am. B. **13** (7), 1457-1460 (1996).
52. R. Nevado, G. Lifante. Appl. Phys. A. **72** (6), 725-728 (2001).
53. P.D. Townsend. Rep. Prog. Phys. **50**, 501 (1987) .
54. B. Vincent, A. Boudrioua, R. Kremer, P. Moretti, Y. Zhang, C. Hsu, L. Peng. Appl. Phys. B **89**, 235–239 (2007).
55. B. Vincent, A. Boudrioua, R. Kremer, P. Moretti. Opt. Commun. **247**, 461–469 (2005).
56. A. Dazzi, P. Mathey, P. Lompre, P. Jullien. Opt. Commun. **149**, 135 (1998).
57. J. Rams, J. Olivares. J. Appl. Phys. **87**, 3199 (2000).
58. R.C. Alferness. “*Titanium diffused LiNbO3 waveguides devices*” (cap. 4), en *Guided wave optoelectronic*. (Editado por T. Tamir). Springer Verlag.
59. R. Chen, C.S. Tsai. Optics Lett. **11**, 546 (1986) .
60. P. Mollier, H. Porte, J.P. Goedgebuer. Appl. Phys. Lett. **60**, 274 (1992).
61. H.J. Lee, S.Y. Shin, B. Kim. Opt. Comm. **102**, 221 (1993).
62. E. Lallier, J. P. Pocholle, M. Papuchon, C. Grezes-Besset, E. Pelletier, M. De Micheli, M. J. Li, Q. He, D. B. Ostrowsky. Electron. Lett. **25**, 1491 (1998).
63. S. J. Field, D. C. Hanna, D. P. Shepherd, A. C. Tropper, P. J. Chandler, P. D. Townsend, L. Zhang. Opt. Lett. **16**, 481 (1991).
64. R. Brinkman, W. Sohler, H. Suche, and C. Wersig. IEEE J. Quantum Electron. **28**, 466 (1992).
65. R. E. Di Paolo, E. Cantelar, P. L. Pernas, G. Lifante, F. Cusso. App. Phys. Lett. **79**, 4088 (2001).
66. D. Kip, M. Wesner. “*Photorefractive waveguides*” in *Photorefractive Materials and their applications I: Fundamental phenomena*. Springer Berlín (2006).
67. A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein, K. Nassau. Appl. Phys. Lett. **9**, 72 (1966).
68. F. S. Chen, R. T. Danton, K. Nassau, A. A. Ballman,. Proc. IEEE. **56**, 782–783 (1968).

69. F. S. Chen, J. T. LaMacchia, D. B. Fraser. *Appl. Phys. Lett.* **13**, 223–225 (1968).
70. P. Günter and J. P. Huigard. *Photorefractive Materials and Their Applications*. (Springer, Berlin) 2006.
71. F. S. Chen. *J. Appl. Phys.* **40**, 3389 (1968).
72. J.J. Amodei. *Appl. Phys. Lett.* **18**, 22 (1971).
73. N. Kukhtarev, V. Markov, and S. Odulov. *Opt. Commun.* **23**, 338–343 (1977).
74. N. V. Kukhtarev, V. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii. *Ferroelectrics*. **22**, 949–961 (1979).
75. N. V. Kukhtarev, V. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii. *Ferroelectrics* **22**, 961–964 (1979).
76. L. Solymar, D. J. Webb, and A. Grunnet-Jepsen. *The physics and application of photorefractive materials*. Oxford University Press, Oxford, 1996.
77. B. I. Sturman. *The Photovoltaic and Photorefractive Effects in Noncentrosymmetric Materials*. Gordon and Breach Science Publishers, 1992.
78. B. I. Sturman, F. Agulló-López, M. Carrascosa, and L. Solymar. *On macroscopic description of photorefractive phenomena*. *Appl. Phys. B.* **68**, 1013–1020 (1999).
79. M. Carrascosa, F. Agullo-Lopez. *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 1369–1375 (1986).
80. M. Carrascosa, F. Agullo-Lopez, G. Montemezzani, and P. Gunter. *Appl. Opt. B.* **72**, 697–700 (2001).
81. E. Serrano, V. Lopez, M. Carrascosa, F. Agullo-Lopez. *J. Quantum Electron.* **30**, 875–880 (1994).
82. E. Serrano, Vicente López, M. Carrascosa, and F. Agulló-López. *J. Opt. Soc. Am. B.* **11**, 670–675 (1994).
83. Y. Yang, D. Psaltis, M. Luennemann, D. Berben, U. Harrtwig, K. Buse. *J. Opt. Soc. Am. B.* **20**, 1491 (2003).
84. E. Kratzig. *Ferroelectrics*. **21**, 635–636 (1978).
85. F. Agulló-López, G. F. Calvo, M. Carrascosa. *"Fundamentals of Photorefractive Phenomena" in Photorefractive Materials and Their Applications 1*. Springer Series in Optical Sciences Volume 113, 43–82 (2006).
86. J. B. Thaxter. *Appl. Phys. Lett.* **15**, 210–210 (1969).
87. A. M. Glass, D. Von der Linde, D. H. Auston, T. J. Negran. *Electron. Mat.* **4**, 815 (1975).
88. A. E. Krumins, P. Gunter. *Phys. Stat. Sol.* **55**, 185 (1979).
89. M. Carrascosa. *Nuevas Contribuciones al Tratamiento Teorico del Efecto fotorrefractivo*. Tesis doctoral. Universidad Autonoma de Madrid, 1988.

90. M. Carrascosa, F. Agullo-Lopez. *Opt. Commun.* **126**, 240 (1996).
91. F. Agullo-Lopez, J. M. Cabrera, F. Agullo-Rueda. *Electrooptics: Phenomena, Materials and Applications*. Academic Press Inc., San Diego. CA (USA), 1994.
92. J. M. Cabrera, F. Agulló-López, F. J. López. *Optica electromagnetica II: Materiales y aplicaciones*. Addison-Wesley/Universidad Autonoma de Madrid, Madrid, 2000.
93. F. Jermann, J. Otten, J. Opt. Soc. Am. B. **10** (11), 2085-2092 (1993).
94. M. Simon, S. Wevering, K. Buse y E. Krätzig. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30**, 144-149 (1997).
95. D. Berben, K. Buse, S. Wevering, P. Herth. *J. Appl. Phys.* **87** (3), 1034-1041 (2000).
96. G. de la Paliza, O. Caballero, A. García-Cabañes, M. Carrascosa, J. M. Cabrera. *Appl. Phys. B* **76**, 555-559 (2003).
97. O. Althoff, A. Erdmann, L. Wiskott, P. Hertel. *Phys. Stat. Sol (a)* **128**, (1991).
98. A. Méndez, G. de la Paliza, A. García-Cabañes, J. M. Cabrera, *Appl. Phys. B.* **73**, 485-488 (2001).
99. A. Adibi, K. Buse, D. Psaltis, *Appl. Phys. B.* **72**, 653-9 (2001).
100. S. A. Basun, D.R. Evans, T.J. Bunning, S. Guha, *J. Appl. Phys.* **92** (12), 7051-5 (2002).
101. A. A. Zozulya, M. Saffman, D.Z. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 818-821 (1994).
102. A. Alcázar de V., J. Rams, J.M. Cabrera, F. Agulló-López. *Appl. Phys. B* **68**, 989-993 (1999).
103. G. S. Pati, R. Tripathi, K Singh. *Journal of Modern Optics.* **48** (12), 1791-1801 (2001).
104. M. Carrascosa, J. Villarroel, J. Carnicero, A. García-Cabañes, J. M. Cabrera. *Opt. Exp.* **16**, 115 (2008).
105. J. Feinberg. *J. Opt. Soc. Am.* **72** (1), 46-51 (1982).
106. J. Villarroel, J. Carnicero, F. Luedtke, M. Carrascosa, A. García-Cabañes, J. M. Cabrera. *Opt. Exp.* **20**, 20852 (2010).
107. J. Jackel, A.M. Glass, G.E. Peterson, C.E. rice, D.H. Olson, J.J. Veselka. *J. Appl. Phys.* **55** (1), 269-270 (1983).
108. D. Bryan, R. Gerson, H. Tomaschke. *Appl. Phys. Lett.* **44** (1984).
109. T. Volk, N. Rubinina, M. Wöhlecke. *J. Opt. Soc. Am. B* **11** (9), 1681-1687 (1994).
110. M. Nakamura, S. Higuchi, S. Takekawa, K. Terabe, Y. Furukawa, K. Kitamura. *Jap. J. Appl. Phys.* **41**, 49-51 (2002).
111. J. Rams, A. Alcazar-de-Velasco, M. Carrascosa, J. M. Cabrera, F. Agulló-López. *Opt. Commun.* **178**, 211 (2000).
112. G. L. Destefanis, P. D. Townsend, J. P. Gailliard, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 293 (1978).

113. C. Rosso, P. Moretti, C. Galez, J. Mugnier, D. Barbier, J. Bouillot. *Opt. Mater.* **8**, 237 (1997).
114. R. G. Wilson, D. A. Betts, D. K. Sadana, J. M. Zavada, R. G. Hunsperger. *J. Appl. Phys.* **57**, 5006 (1985).
115. G. L. Destefanis, J. P. Gailliard, E. L. Ligeon, S. Valette, B. M. Farmery, P. D. Townsend, A. Perez. *J. Appl. Phys.* **50**, 7898 (1979).
116. J. M. Naden, B. L. Weiss,. *J. Lightwave Technol.* **3**, 855 (1985).
117. K. M. Wang, F. Lu, H. Hu, B. R. Shi, F. X. Wang, Z. X. Xie, F. Chen, W. Wang. *Surf. Coat. Technol.* **465**, 128–129 (2000).
118. P. J. Chandler, L. Zhang, P. D. Townsend,. *Appl. Phys. Lett.* **55**, 1710 (1989).
119. Y. Jiang, K. M. Wang, X. L. Wang, F. Chen, C. L. Jia, Y. Jiao, F. Lu,. *Phys. Rev. B* **75**, 195101 (2007).
120. D. T. Y. Wei, W. W. Lee, L. R. Bloom,. *Appl. Phys. Lett.* **25**, 329 (1974).
121. H. Hu, F. Lu, F. Chen, B. R. Shi, K. M. Wang, D. Y. Shen,. *J. Appl. Phys.* **89**, 5224 (2001).
122. F. Chen, H. Hu, J. H. Zhang, F. Lu, B. R. Shi, K. M. Wang, D. Y. Shen, C. Q. Wang. *Phys. Status Solid. A.* **187**, 543 (2001)
123. H. Hu, F. Lu, F. Chen, B. R. Shi, K. M. Wang, D. Y. Shen,. *Appl. Opt.* **40**, 3759 (2001)
124. X. Liu, F. Lu, F. Chen, Y. Tan, R. Zhang, H. Liu, L. Wang, L. Wang. *Opt. Commun.* **281**, 1529 (2008).
125. F. Chen, H. Hu, X. L. Wang, F. Lu, and K. M. Wang. *J. Appl. Phys.* **98**, 044507 (2005).
126. C. L. Jia, Y. Jiang, X. L. Wang, F. Chen, L. Wang, Y. Jiao, K. M. Wang, F. Lu, D. Y. Shen, H. J. Ma, R. Nie,. *J. Appl. Phys.* **100**, 033505 (2006).
127. G. Fu, K. M. Wang, F. Chen, X. L. Wang, S. L. Li, D. Y. Shen, H. J. Ma, R. Nie,. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **211**, 346 (2003).
128. G. G. Bentini, M. Bianconi, M. Chiarini, L. Correra, C. Sada. *J. Appl. Phys.* **92**, 6477 (2002).
129. G. G. Bentini, M. Bianconi, L. Correra, M. Chiarini, P. Mazzoldi. *J. Appl. Phys.* **96**, 242 (2004);.
130. M. Jubera, J. Villarroel, A. García-Cabañes, M. Carrascosa, J. Olivares, F. Agullo-López, A. Méndez, J. B. Ramiro. *Appl. Phys. B.* **107**, 157 (2012).
131. L. G. Glazov, P. Sigmund. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **207**, 240 v.
132. S. P. Ahlen. *Rev. Mod. Phys.* **52**, 121 (1980).

133. L. C. Northcliffe. Phys. Rev. **120**, 1744 (1960) .
134. J. Lindhard, M. Scharff, H. E. Schiott,.Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **33**, 14 (1963).
135. A. Rivera, M.L. Crespillo, J. Olivares , G. García, F. Agulló-López. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **268**, 2249–2256 (2010).
136. A. Rivera, J. Olivares, G. García, J.M. Cabrera, F. Agulló-Rueda, F. Agulló-López,.Phys. Status Solidi A **206** (6) 1109 (2009).
137. J. F. Ziegler, J. P. Biersack, U. Littmark. *The Stopping and Ranges of Ions in Solids*. Pergamon Press, New York 1985. Ver también <http://www.srim.org>.
138. M. Toulemonde, W. Assman, C. Dufour, A. Meftah, F. Studer, C. Trautmann,. *2Rivera2010*. P. Sigmund (Ed.), Ion Beam Science: Solved and Unsolved Problems, The Royal Danish Academy of Sciences and Letters, Copenhagen, 1996, p. 263.
139. B. Canut, S.M.M. Ramos, R. Brenier, P. Thevenard, J.L. Loubet, M. Toulemonde,.Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B. **107**, 194 (1996).
140. J. Olivares, A. García-Navarro, G. García, A. Méndez, F. Agulló-López, A. García-Cabañes,. Opt. Letter. **32**, 2587 (2007).
141. A. Meftah, J. M. Costantini, N. Khalfaoui, S. Boudjadar, J. P. Stoquert, F. Studer, M. Toulemonde. Nucl. Instr. Meth. B. **237**, 563 (2005).
142. C. Pascual. *Experimental determination of stopping forces for ions in matter*. Tesis doctoral.Universidad Autónoma de Madrid (2004).
143. Panmure Instruments Ltd.URL:<http://www.panmurescientific.com/>.
144. P. K. Tien, R. Ulrich, R. J. Martin,. Appl. Phys. Lett. **14**, 291 (1969).
145. P. K. Tien, R. Ulrich,. J. Opt. Soc. Am. **60** 1325 (1970).
146. J. Olivares, M. A. DíazGarcía,J. M. Cabrera. Opt. Comm. 92, 40 (1992).
147. K. S. Chiang. J. Light Techn. **3**, 385 (1985) .
148. J. P. Gordon. The Bell System Technical Journal, **321** (1966) .
149. A. Gedeon. Opt. Comm. **12**, 329 (1974).
150. Y. Okamura, S. Yoshinaka, S. Yamamoto. Appl. Opt. **22**, 3892 (1983).
151. J. Rams Ramos. *Caracterización y fabricación de guías de onda por intercambio protónico en LiNbO3*. Ph.D. thesis, Universidad Autónoma de Madrid (1998).
152. J. Rams, J. M. Cabrera. J. Mod. Opt. **47**, 1659 (2000).
153. F. Laurell, M. G. Roelofs, H. Hsiung. Appl. Phys. Lett. **60**, 301 (1992).
154. F. Luedtke, J. Villarroel, A. Garcia-Cabañes, M. Carrascosa, H. Steigerwald, K. Buse,. Ferroelectrics. **390**, 41–47 (2009).

155. F. Luedtke, J. Villarroel, A. García-Cabañes, K. Buse, M. Carrascosa. *Opt. Exp.* **17**, 658 (2009).
156. J. Villarroel. *Redes holográficas y daño fotorrefractivo en guías ópticas de LiNbO₃*. Tesis doctoral. Universidad Autonoma de Madrid 2011.
157. A. Alcazar de Velasco. *Daño optico en guias de onda PE:LiNbO₃*. PhD Tesis. Universidad Autonoma de Madrid, 2004.
158. O. Caballero-Calero. *Nonlinear Optical Waveguides in LiNbO₃ and Periodically Poled LiNbO₃*. Tesis doctoral. Universidad Autonoma de Madrid, 2007.
159. O. Caballero-Calero, J. Carnicero, A. Alcazar, G. de la Paliza, A. García-Cabañes, M. Carrascosa, J. M. Cabrera. *J. Appl. Physc.* **102**, 074509 (2007).
160. A. Majkic, M. Koechlin, G. Poberaj, P. Günter,. *Opt. Express* **16**, 8769 (2008).
161. M. L. Crespillo, O. Caballero-Calero, V. Joco, A. Rivera, P. Herrero, J. Olivares, F. Agulló-López,. *Appl Phys A* DOI 10.1007/s00339-011-6391-3.
162. N. Sisodia, R. Trivedi, R. K. Choubey, P. Sen, P.K. Sen, S. Kar, K. S. Bartwal. *Appl. Phys. A* **84**, 291–295 (2006).
163. J. Ramiro-Díaz, A. Alcazar de Velasco,. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectric. Freq. Control* **380**, 71 (2009).
164. D. Kip. *Appl. Phys. B.* **67**, 131 (1998).
165. O. Caballero-Calero, A. García-Cabañes, J. M. Cabrera, M. Carrascosa, A. Alcázar. *J. Appl. Phys.* **100**, 093103 (2006).
166. A. Ikeda, T. Oi, K. Nakayama, Y. Otsuka, Y. Fujii. *Jpn. J. Appl. Phys.* **44**, 1407 (2005).
167. B. Chen, J. Fonseca-Campos, W. Liang, Y. Wang, C. Q. Xu. *Appl. Phys.Lett.* **89**, 043510 (2006).
168. J. Carnicero, O. Caballero, M. Carrascosa, J. M. Cabrera. *Appl. Phys. B.* **79**, 351 (2004).
169. S. Steinberg, R. Goring, T. henning, A. Rasch. *Opt. Lett.* **20**, 683 (1995).
170. W. M. Young, R. S. Feigelson, M. M. Fejer, M. J. F. Digonnet, H. J. Shaw. *Opt. Lett.* **16**, 995 (1991).
171. P. Sen, P.K. Sen, R. Bhatt, S. Kar, V. Shukla, K.S. Bartwal. *Solid State Commun.* **129**, 747 (2004).
172. B.C. Grabmaier, F. Otto,. *J. Crystal Growth.* **79** 682 (1986).
173. N. Iyi, K. Kitamura, Y. Yajima, S. Kimura, Y. Furukawa, M. Sato,. *J. Solid State Chem.* **118**, 148 (1995) .
174. L. Wang, B. Xiang. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B.* **272**, 121 (2012).

175. H.P. Liu, F. Lu, X. Z. Liu, R. F. Zhang, Q. Song, X. L. Wang, X. J. Ma, T. L. Yang, Y. B. Lu, Y. H. Li. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 065302 (2008).
176. Y. Furukawa, K. Kitamura, S. Takekawa, A. Miyamoto, M. Terao. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2494 (2000).
177. G. G. Zhong, J. Jian, Z. K. Wu,. *Proceedings of the eleventh international conference of quantum electronics*. IEEE New York (1980) pp. 631.
178. R.K. Choubey, P. Sen, P.K. Sen, R. Bhatt, S. Kar, V. Shukla, K.S. Bartwal. *Optical Materials* **28**, 467–472 (2006).
179. M. Jubera, A. García-Cabañes, M. Carrascosa, J. Olivares,. *Appl. Phys. B*. 10.1007/s00340-013-5727-4.
180. M. Belmonte, T. Skettrup, C. Pedersen. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **1**, 60–63 (1999).
181. M. M. Fejer, M. J. F. Digonnet, R. L. Byer,. *Opt. Lett.* **11**, 230 (1986).
182. M. Jubera, A. García-Cabañes, M. carrascosa, J. Olivares, F. Luedtke. *J. Opt. Soc. Am. B*. **29**, 3000 (2012).
183. S.S. Sarkisovv, M.J. Curley, N.V. Kukhtarev, A. Fields, G. Adamovsky, C.C. Smith, L.E. Moore,. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 901–903 (2001).
184. H.A. Eggert, F.Y. Kuhnert, K. Buse, J.R. Adleman, D. Psaltis,. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 241909 (2007).
185. X. Zhang, J. Wang, B. Tang, X. Tan, R.A. Rupp, L. Pan, Y. Kong, Q. Sun, J. Xu. *Opt. Express* **17**, 9981–9988 (2009).
186. M. Esseling, F. Holtmann, M. Woerdemann, C. Denz,. *Opt. Express* **18**, 17404–17411 (2010) .
187. J. Villaroel, H. Burgos, A. García-Cabañes, M. Carrascosa, A. Blázquez-Castro, F. Agulló-López,. *Opt. Express* **19**, 24320–24330 (2011).
188. L. Miccio, M. Paturzo, A. Finizio, P. Ferraro,. *Opt. Express* **18**, 10947–10955 (2010).
189. S. Glaesener, M. Esseling, C. Denz,. *Opt. Lett.* **37**, 3744–3746 (2012).
190. L. Miccio, P. Memmolo, S. Grilli, P. Ferraro,. *Lab Chip* **12**, 4449–4454 (2012) .
191. H. Burgos, M. Jubera, J. Villarroel, A. García-Cabañes, F. Agulló-López, M. Carrascosa,. *Optical Materials* **35**, 1700–1705 (2013)
192. P. R. Gascoyne and J. Vykoukal. *Electrophoresis* **23** (13), 1973–1983 (2002).
193. T. Hao, . *Adv. Colloid Interface Sci.* **97**, 1–35 (2002).
194. P. Mokřý, M. Marvan, and J. Fousek,. *J. Appl. Phys.* **107**, 094104 (2010).
195. A. Blázquez-Castro, J. C. Stockert, B. López-Arias, A. Juaranz, F. Agulló-López, A. García-Cabañes and M. Carrascosa,. *Photochem. Photobiol. Sci.* **10**, 956-963 (2011).

196. J. Carnicero, A. Méndez, M. Carrascosa, A. García-Cabañes,. *Ferroelectrics* **352**, 334-341 (2007).
197. J. Olivares, A. García-Navarro, A. Méndez, F. Agulló-López, G. García, A. García-Cabañes, M. Carrascosa. N.I.M. in *Phys. Res.* **257**, 765-770 (2007).
198. J. Villarroel, O. Caballero-Calero, B. Ramiro, A. Alcázar, A. García-Cabañes, M. Carrascosa. *Optical Materials* **33**, 103–106 (2010) .

Publicaciones

El trabajo de esta tesis ha dado lugar a las siguientes publicaciones:

Congresos.

- “Nonlinear optical waveguides on Mg doped LiNbO_3 substrates by swift ion irradiation”. Comunicación congreso REI, China 2011 (póster)
- “Swift ion irradiation Lithium niobate waveguides with optical losses under 0.5 dB/cm”. Comunicación congreso EOS, Roma (Italia) 2010 (presentación oral)
- “Photorefractive effect and optical damage thresholds in z-cut swift heavy ion irradiation LiNbO_3 waveguides” Comunicación congreso ECIO, Sitges (España) 2012 (póster)
- “Photorefractive damage in congruent and Mg doped -phase channeled LiNbO_3 waveguide”. Comunicación congreso ECIO, Sitges (España) 2012 (póster)
- “Photorefractive Optical Damage in Swift Ion Irradiation Waveguides (SHI)”. Comunicación congreso PR11, Ensenada (México) 2011 (presentación oral)
- “Novel Methods to Prepare Optical Waveguides by Ion-Beam Irradiation: an Alternative to Ion Implantation”. Comunicación congreso OPTOEL, Santander (España) 2011 (póster)
- “Nanoparticle trapping and structuring on the surface of photovoltaic lithium niobate crystals and waveguides” Comunicación congreso EOS, Aberdeen (Escocia)
- “Optimization of nonlinear swift-heavy ion irradiation waveguides against propagation losses and photorefractive optical damage” Comunicación congreso EOS, Aberdeen (Escocia)
- “Second harmonic generation in lithium niobate waveguides produced by swift-heavy ion irradiation” Comunicación congreso PR13, Winchester (UK)
- “Particle trapping and patterning on the surface of LiNbO_3 waveguides” Comunicación congreso PR13, Winchester (UK)

Artículos.

- “Analysis and optimization of propagation losses in LiNbO_3 optical waveguides produced by swift heavy-ion irradiation” Appl. Phys. B 107, 157 (2012)
- “Characterization and inhibition of photorefractive optical damage of swift heavy ion irradiation waveguides in LiNbO_3 ” JOSA B, Vol. 29, Issue 11, pp. 3000-3005 (2012)
- “Nonlinear optical waveguides fabricated in Mg-doped LiNbO_3 by swift heavy ion irradiation: Anomalous photorefractive damage behavior” Appl. Phys. B. DOI 10.1007/s00340-013-5727-4
- “Role of particle anisotropy and deposition method on the patterning of nano-objects by the photovoltaic effect in LiNbO_3 ” Optical Materials 35 (2013) 1700–1705

Estancias

- Estancia de dos meses de duración en el Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE) en México con el profesor R. Cudney. La estancia tuvo como objetivo la adquisición de conocimientos en la fabricación de estructuras de polarización periódica en LiNbO_3 (PPLN), así como de las técnicas utilizadas en generación de segundo armónico en este material.
- Estancia de tres meses de duración en la Universidad de Bonn en Alemania con el profesor K. Buse. El objetivo de la estancia fue el aprendizaje de la técnica utilizada para la medida del cambio de índice fotorrefractivo en guía de onda. Así mismo se realizaron medidas de dicho cambio de índice en guías d onda acanaladas.